

PROFILMESSUNGEN STARKVERBREITERTER LYMAN-LINIEN

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

Gerd Fußmann

Velbert

Bochum 1974

PROFILMESSUNGEN STARKVERBREITERTER LYMAN-LINIEN

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik

und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Gerd Fußmann

Velbert

Bochum 1974



Dissertation eingereicht am 16. 5. 1974

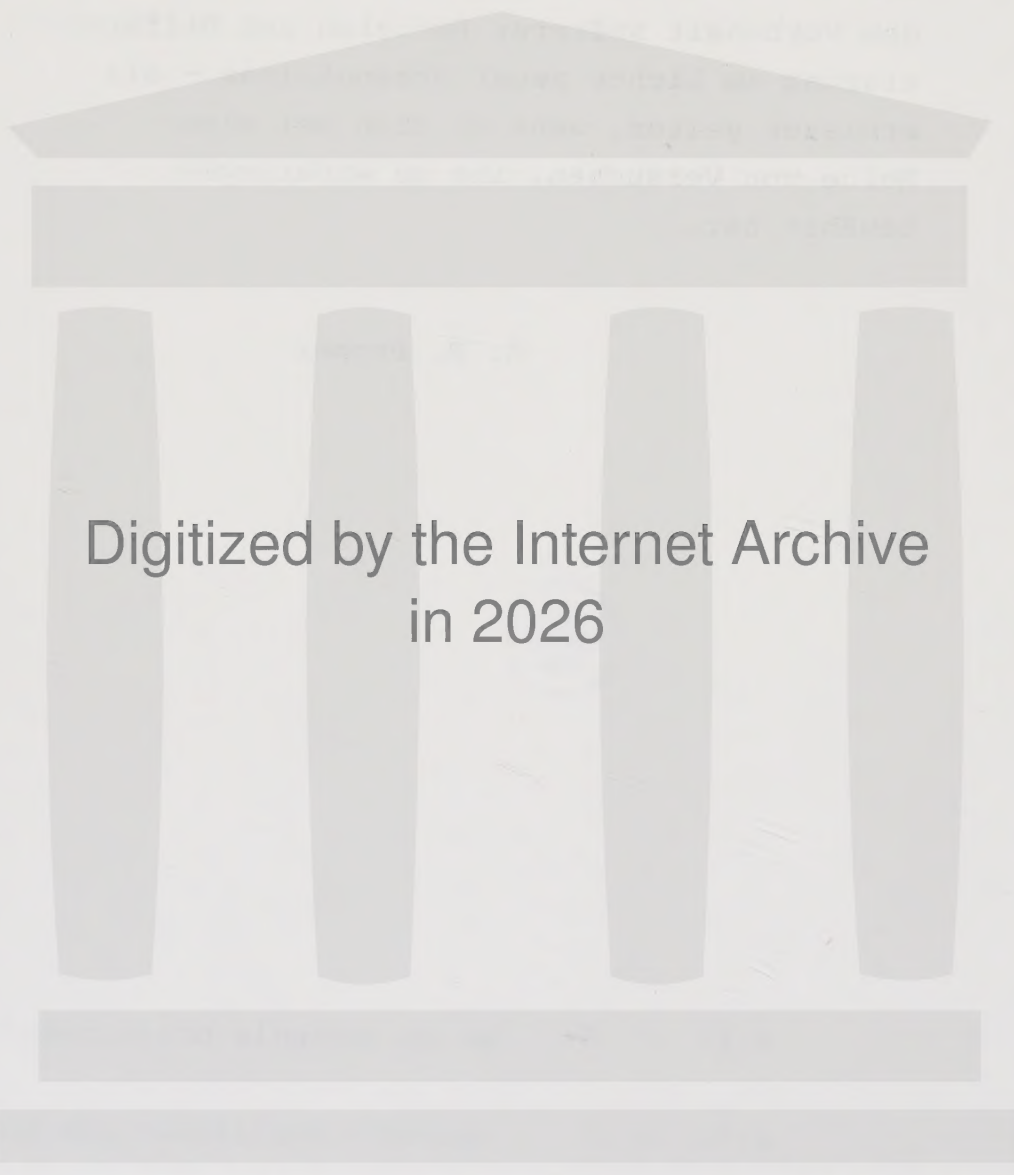
Tag der mündlichen Prüfung 3. 6. 1974

Referent: Prof. Dr. H. Schlüter

Korreferent: Prof. Dr. Th. Schmidt-Kaler

Ein wissenschaftlicher Satz kann - immer unter dem Vorbehalt späterer Revision und Differenzierung im Lichte neuer Erkenntnisse - als erwiesen gelten, wenn er sich bei einer Reihe von Versuchen, ihn zu widerlegen, bewährt hat.

K. R. Popper



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546611_0032

I n h a l t

- I Einleitung und Überblick
- II Elemente der Starkverbreiterungstheorie
 - II 1. Der Starkeffekt des Wasserstoffatoms
 - II 2. Quantenmechanische Aspekte der Starkverbreiterung
 - II 3. Einheitliche Theorie der Starkverbreiterung
 - II 4. Grenzbetrachtungen
 - II 5. Asymmetrie der Linien
 - II 6. Die Verbreiterung von Ly- α und Ly- β
- III Beschreibung der Meßapparatur
- IV Spezielle Eigenschaften der Strahlungsquelle
 - IV 1. Die Strömung im Bogenkanal
 - IV 2. Stationäre Verteilung des Wasserstoffs
 - IV 3. Strahlungstransport-Probleme
- V Voruntersuchungen
 - V 1. Plasmadiagnostik
 - V 2. Das VUV-Spektrum und der Einfluß der Kontinuumsstrahlung
- VI Profilmessungen
 - VI 1. Ablauf und Auswertung der Messungen
 - VI 2. Diskussion der Ergebnisse
 - VI 3. Fehleranalyse
- VII Zusammenfassende Diskussion
- VIII Liste der Symbole
- IX Anhang
- X Literatur

I Einleitung und Überblick

Das Phänomen der Verbreiterung von Spektrallinien ist seit etwa Anfang dieses Jahrhunderts Gegenstand intensiver theoretischer und experimenteller Forschung. Als Ursache für die spektrale Unschärfe der Linien ist eine Reihe von Effekten bekannt. Ohne auf diese näher einzugehen, sei hier nur eine Aufzählung der wichtigsten Verbreiterungsarten gegeben: natürliche Verbreiterung, lineare und quadratische Starkverbreiterung, van der Waals-Verbreiterung, Dopplerverbreiterung, Apparateverbreiterung sowie Eigen- und Zeemanverbreiterung. Einen Überblick über das gesamte Feld der Linienverbreiterung geben die Standardwerke [1-4].

Das Anliegen dieser Untersuchung ist die für die Plasma- und Astrophysik besonders wichtige lineare Starkverbreiterung der Wasserstofflinien. Ursache für die Starkverbreiterung ist die Störung der strahlenden Atome durch die in einem Plasma vorhandenen Ionen und Elektronen. Auf Grund ihrer thermischen Bewegung erzeugen diese Ladungsträger ein zeitlich veränderliches elektrisches Feld mit statistisch schwankender Stärke und Richtung. Während die erstmals von J. Stark beobachtete Aufspaltung der Spektrallinien in einem statischen elektrischen Feld zumindest für das Wasserstoffatom sehr gut verstanden ist, hat man es hier mit einem ungleich schwierigeren Problem zu tun: in der Tat liegt bis heute keine in allen Punkten befriedigende Theorie vor.

Ihre praktische Bedeutung verdankt die Starkverbreiterung dem Umstand, daß sie eine relativ einfache und störungsfreie Bestimmung der Elektronendichte eines Plasmas ermöglicht. Die verbreiterten Linien des Wasserstoffs sind in diesem Zusammenhang von herausragender Bedeutung. Nur der Wasserstoff und seine isoelektronische Folge He^+ , Li^{++} usw. zeigen in sehr guter Näherung den linearen Starkeffekt und die damit verbundene starke Verbreiterung der Linien. Trotz Ermangelung einer abgeschlossenen Theorie ist die Linienverbreiterung in der Vergangenheit mit Erfolg zur Diagnose von zahlreichen Plasmen stellarer und irdischer Herkunft heran-

gezogen worden. Je nachdem welche theoretische Approximation bei der Auswertung der Meßdaten zugrunde gelegt wurde, unterschieden sich die erhaltenen Elektronendichtewerte um 20 % und mehr. In Anbetracht der in der Plasmaphysik gängigen Ungenauigkeiten ist im allgemeinen ein mit diesem Fehler behafteter Wert durchaus brauchbar. Weit weniger zufriedenstellend war - und bleibt zum Teil auch weiterhin - die Situation aus theoretischer Sicht. Zwei diametral verschiedene Beschreibungen, die Stoßtheorie und die quasistatische Theorie (früher statistische Theorie genannt), standen lange Zeit im Wettbewerb miteinander. Obwohl die erste eine dynamische, die zweite dagegen eine statische Theorie ist, liefern beide zumeist vergleichbare Ergebnisse. Es liegt daher auf der Hand, daß lediglich Experimente hoher Präzision Aufschluß über die in Wirklichkeit bedeutsamen Prozesse geben.

Zahlreiche experimentelle Untersuchungen liegen vor. Leider weist dieses umfassende Datenmaterial - insbesondere was die älteren Publikationen betrifft - keine hinreichende Konsistenz auf. So ist es zu verstehen, daß nahezu jede theoretische Näherung auf eine experimentelle Bestätigung verweisen konnte. Die Hauptursache für diesen unbefriedigenden Sachverhalt ist vermutlich in der unzureichenden Kenntnis der Strahlungsquelle zu suchen. In den meisten Fällen mangelt es vor allem an einer unabhängigen Bestimmung der Elektronendichte. Hinzu kommen mannigfaltige Fehlerquellen wie: Temperatur- und Dichteinhomogenitäten, Inkonstanz oder Irreproduzierbarkeit (gepulste Plasmen), Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE) und Selbstabsorption der Strahlung.

Wesentlich geringer als bei den Balmerlinien ist die experimentelle Ausbeute bei den Linien der Lyman- und Paschenserie. Der Grund hierfür ist in erster Linie in den beachtlichen meßtechnischen Schwierigkeiten im Bereich der Vakuum-Ultraviolett- bzw. Infrarotstrahlung zu sehen. Von besonderem Interesse ist die Verbreiterung der Lyman- α Linie (kurz Ly- α), der einfach-

sten Linie überhaupt. Sie wird beim Übergang vom ersten angeregten Niveau in den Grundzustand des Wasserstoffatoms ausgestrahlt. Zum Vorteil einer möglichst einfachen theoretischen Behandlung infolge der Nichtaufspaltung des Grundzustandes kommen hier die günstigsten Voraussetzungen für den Vergleich der verschiedenen Theorien untereinander und für den Vergleich mit dem Experiment (vergl. Kap. II 6.). Der Linie Ly- α kommt somit die Bedeutung einer Testlinie für Verbreiterungstheorien zu. Vier experimentelle Untersuchungen liegen derzeit vor. Die beiden ersten, 1964 erschienenen Veröffentlichungen von Boldt und Cooper [5] und von Elton und Griem [6] zeigten widersprüchliche Ergebnisse. Während die Relativmessungen von Elton und Griem im Einklang mit der derzeitigen Theorie von Griem et al. [4] standen, wiesen die Boldt und Cooperschen Ergebnisse eine wesentlich geringere Verbreiterung auf, als sie von dieser Theorie vorausgesagt wurde. Diese Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment blieb - wenngleich in abgeschwächter Form - auch nach Vorlage der weiterentwickelten Theorien [7-9] bestehen. Da man davon ausgehen konnte, daß es sich bei dem Experiment von Boldt und Cooper um eine Absolutmessung hoher Genauigkeit handelte, verblieb eine große Unsicherheit hinsichtlich der Gültigkeit sämtlicher Theorien. Es hatte den Anschein, daß immer noch eine Überbewertung des Elektronenbeitrags, wie sie sich inzwischen für die ältere Stoßtheorie als typisch herausgestellt hatte, dieser Diskrepanz zugrunde lag. Zweck der vorliegenden Untersuchung ist es, in dieser Situation Klarheit zu schaffen.

Das Experiment wurde in Anlehnung an die Apparatur von Boldt und Cooper konzipiert, weist aber in vielen Punkten erhebliche Verbesserungen auf, wodurch erst die in Kapitel VI wiedergegebenen Ergebnisse erhalten werden konnten. Erste Messungen lieferten eine bestechende Übereinstimmung mit den Boldt und Cooper-Werten und wurden unter [10] mitgeteilt. Jedoch mit fortlaufenden apparativen und diagnostischen Verbesserungen konnte eine Inkonsistenz der Meßdaten beim Übergang von sehr geringen zu größeren Wasserstoffzusätzen festgestellt werden.

Wie sich herausstellte, ist diese unter IV 3. näher erläuterte Inkonsistenz Folge einer aufgeprägten Elektronendichte-Inhomogenität in Verbindung mit wachsender Selbstabsorption der Strahlung. Abgesehen von Einzelheiten (Asymmetrie, Verhalten in der Nähe der Seriengrenze), wurden die in dieser Arbeit dargelegten Ergebnisse erstmals auf der Konferenz für Linienverbreiterung * im Juli 1973 bekanntgegeben. Eben dort berichtete auch Behringer [11] über Ly- α Profilmessungen an einem reinen Wasserstoffbogen, die den fernen Linienflügel erfaßten. Für eine Elektronendichte von etwa $1,75 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ fanden Behringer und Ott eine gute Übereinstimmung mit moderneren theoretischen Ergebnissen. Neben Ly- α kommt auch der verbreiterten Ly- β Linie, die bisher lediglich von Elton und Griem [6] experimentell untersucht wurde, eine große Bedeutung zu. In dieser Arbeit wird diese Linie darüberhinaus zur Normierung des Ly- α Profils herangezogen, so daß auf den Gebrauch einer Eichlichtquelle verzichtet werden kann.

* Conference on Linebroadening and Related Topics,
Meudon, France (1973)

II Elemente der Starkverbreiterungstheorie

Mit fortschreitender Verbesserung und Erweiterung der Verbreiterungstheorien hat leider auch der mathematische Formalismus stark an Umfang gewonnen. Einerseits ist natürlich jede zu genaueren Ergebnissen führende Maßnahme zu begrüßen, andererseits besteht aber ein starkes Bedürfnis für eine möglichst einfache Darstellung der Vorgänge. Diesem Bedürfnis soll in diesem Kapitel vorrangig Rechnung getragen werden.

II 1. Der Starkeffekt des Wasserstoffatoms

Der Starkeffekt beschreibt die Aufspaltung der Spektrallinien in einem äußeren elektrischen Feld. Je nach der Abhängigkeit der Aufspaltung von der Feldstärke unterscheidet man den linearen, den quadratischen und den Starkeffekt höherer Ordnung. Äußerlich erscheint der Starkeffekt somit als das elektrische Analogon zum Zeemaneffekt, der die Aufspaltung im Magnetfeld beschreibt. Der quantenmechanische Mechanismus ist jedoch beim Starkeffekt komplizierter, und es erscheint angebracht, die grundlegenden Merkmale noch einmal zusammenzufassen.

Wir betrachten ein Atom in einem homogenen elektrischen Feld F , welches parallel zur positiven z -Richtung eines Koordinatensystems weise. Der Störanteil des Hamiltonoperators lautet dann

$$H' = \sum_i F z_i \cdot Z_i = -F \cdot d_z . \quad (1)$$

Hierin ist Z_i die z -Komponente des Abstandes des i -ten Atom-
elektrons vom Atomkern und d_z die z -Komponente des atomaren
Dipolmomentes. Ist das Atom in einem bestimmten, nichtentarteten
quantenmechanischen Zustand $|\alpha\rangle$, so ist nach der Störungstheorie
die lineare Störung durch

$$\langle \alpha | H' | \alpha \rangle = -F \cdot \langle \alpha | d_z | \alpha \rangle \quad (2)$$

gegeben. Da die den Atombau bestimmenden Kräfte elektromagnetischer

Art sind, ist aber $|\alpha\rangle$ ein Zustand definierter Parität, so daß das Quadrat der Wellenfunktion $|\psi_\alpha|^2$ eine gerade Funktion der Ortskoordinaten ist. Mithin ist der Ausdruck in Gl. (2) identisch Null. Das heißt, es gibt keine Atome mit einem permanenten elektrischen Dipolmoment und damit auch keinen linearen Starkeffekt. Diese Bemerkungen bezogen sich wohlweislich auf einen singulären Zustand. Beim Wasserstoffatom und zahlreichen Molekülen beobachtet man dennoch ein permanentes Dipolmoment, was eine Folge hoher Entartung der Energiezustände ist. Wesentlich dafür ist, daß die entarteten Niveaus Zustände verschiedener Parität umfassen. Das ist beim Wasserstoffatom der Fall, da hier die Parität lediglich vom Bahndrehimpuls gemäß $(-1)^l$ abhängt. Betrachten wir genauer die Zustände mit den Hauptquantenzahlen $n = 1$ und $n = 2$ (Ly- α). Der Grundzustand $n = 1$ ist nicht entartet (der Spin ist für diese Betrachtungen ohne Bedeutung) und besitzt daher auch kein Dipolmoment. Dagegen ist der zweite Zustand $|2lm\rangle$ (l = Bahndrehimpuls-Quantenzahl, m = magnetische Quantenzahl) vierfach. Die Lösung der Säkulargleichung ergibt für die vier Energieeigenwerte $E_k = E_0 + W_k$: $W_1 = 3eFa_0$, $W_2 = -W_1$, $W_3 = W_4 = 0$. * Die dazugehörigen Eigenzustände entsprechen in der Reihenfolge den gemischten Zuständen $1/\sqrt{2}(|200\rangle + |210\rangle)$, $1/\sqrt{2}(|200\rangle - |210\rangle)$ und zwei beliebigen Linearkombinationen aus $|211\rangle$ und $|21-1\rangle$. Die Entartung wird demzufolge nur zum Teil durch das elektrische Feld aufgehoben. Es tauchen drei Starkkomponenten auf (Abb. 2a). Die zentrale Komponente bleibt zweifach, da - klassisch betrachtet - die verschiedenen Zustände sich nur durch entgegengesetzten Umlaufsinn des Elektrons unterscheiden.

Eine wesentliche Vereinfachung der Rechnung wird durch Einführung parabolischer Koordinaten erreicht [12]. Die Zustände mit undefinierter Parität werden durch die parabolischen Quantenzahlen n_1 , n_2 und die schon oben benutzte magnetische Quantenzahl m gekennzeichnet. n_1 und n_2 sind positiv-semidefinite, ganze

* Wir benutzen durchweg cgs-Einheiten. Daneben wird häufig $1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ cm}$ verwendet.

Zahlen und genügen der Beziehung

$$n_1 + n_2 + |m| + 1 = n . \quad (3)$$

Mit diesen Quantenzahlen ergibt sich für die lineare Aufspaltung der Terme

$$W = 3/2 \cdot n(n_1 - n_2) e F a_0 . \quad (4a)$$

Kombinieren wir beide Gleichungen, so sehen wir, daß die maximale Aufspaltung durch

$$\Delta W_{\max} = 3n(n-1) e F a_0 \quad (4b)$$

gegeben ist.

Bei diesen Überlegungen haben wir die Feinstruktur (Spin-Bahnpkopplung) außer acht gelassen. Diese besorgt ihrerseits schon eine Aufhebung der l-Entartung, so daß eine lineare Aufspaltung der Terme erst bei Feldstärken oberhalb von einigen 100 V/cm einsetzt [12] . Da die Feinstruktur (Lambshift und Hyperfeinstruktur sind noch wesentlich kleinere Effekte) bei Ly- α lediglich $5 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$ - gegenüber Halbwertsbreiten von etwa $0,1 \text{ \AA}$ - beträgt, ist diese Nicht-linearität allenfalls für die Asymmetrie im Linienzentrum von Belang. Von anderer Natur ist der quadratische Stark-effekt bei großer Feldstärke. Er ist auf die Deformation des ansonsten ursprungssymmetrischen Zustandes zurückzuführen und ist bei der Diskussion der Asymmetrien der Linienflügel von großer Bedeutung.

II 2. Quantenmechanische Aspekte der Starkverbreiterung

Wir betrachten nun die Starkverbreiterung der in einem Plasma eingebetteten Wasserstoffatome. Zusätzlich zu den Ausführungen des vorangehenden Abschnitts sind dabei zwei weitere Umstände zu beachten. Zum einen ist das elektrische Feld jetzt mikrophysikalischer Natur und von Atom zu Atom in Betrag und Rich-

tung verschieden, zum anderen ist die Störung zeitlich veränderlich. In der Denkweise des Korpuskelbildes bereitet die Zeitabhängigkeit des Problems einige Verständnisschwierigkeiten. Danach kann man folgenden Standpunkt beziehen: Die von der Gesamtheit der Atome zu einem Zeitpunkt emittierte Strahlung ist die Summe der gleichzeitig abgestrahlten Photonen. Die Energie bzw. Frequenz eines jeden Photons ist allein durch das momentane Störfeld des emittierenden Atoms bestimmt. Damit wird die Berechnung des Linienprofils zu einem Problem der statistischen Mechanik. Ist die Wahrscheinlichkeitsdichte $P(F)$ (Mikrofeldverteilung) für eine vorgegebene Feldstärke bekannt, so ergibt sich das Linienprofil aus der Beziehung

$$L(\omega) \cdot d\omega = \sum_k \bar{f}_k P(F) \frac{dF}{d\omega} \cdot d\omega ; \quad \omega - \omega_0 = c_k \cdot F . \quad (5)$$

Die Summation erstreckt sich über alle Starkkomponenten mit den über den Raumwinkel gemittelten, normierten Oszillatorenstärken $\bar{f}_k$ und Starkkonstanten c_k .

In Wirklichkeit ist die skizzierte Behandlung des Problems nur eine Näherung, die als quasistatische Näherung bezeichnet wird. Es ist nämlich zu beachten, daß nach den Gesetzen der Quantentheorie auch die Vorgeschichte des Atoms, d. h. die Zeit vor der Emission, von Bedeutung ist. So weist schon die Unschärferelation

$$\Delta\omega \cdot \tau \geq 1 \quad (6)$$

darauf hin, daß die Frequenzunschärfe $\Delta\omega$ der Photonen umso größer wird, je kürzer die Lebensdauer τ des betreffenden Zustands ist. Phänomene dieser Art, die sowohl von der Gegenwart als auch von der Vergangenheit des Systems beeinflußt sind, trifft man auch an anderen Stellen der statistischen Mechanik an; sie werden als Nicht-Markoffsche Prozesse bezeichnet.

Angemessener für die Erörterung der dynamischen Effekte ist das Wellenbild. Demnach denken wir bei der Emission eines Photons an die kontinuierliche Ausstrahlung eines Wellenzuges. Das Fre-

quenzspektrum ergibt sich aus einer Fourieranalyse des Wellenzuges, und die Unschärferelation ist nunmehr eine Folge der endlichen Länge desselben. Elektronenstöße, die für die hochfrequenten Fluktuationen des Mikrofeldes verantwortlich sind, verursachen eine zusätzliche Verbreiterung, indem sie grob gesprochen den Wellenzug statistisch in kleinere Teilpakete unterteilen. Während der relativ kurzen Stoßzeit kann sowohl die Amplitude als auch die Phase des Wellenzuges merklich verändert werden. Die größere Bedeutung liegt eindeutig bei den phasenverändernden Stößen. Ist die Phasenverschiebung bei einem Stoß größer als 1, so ist im Anschluß daran die Phasenkorrelation weitgehend verlorengegangen, der Wellenzug ist praktisch unterbrochen, und man spricht deshalb von einem starken Stoß. Natürlich kann ein Korrelationsverlust auch durch eine Vielzahl schwacher Stöße verursacht werden, die einzeln nur Phasenverschiebungen < 1 hervorrufen. Wegen der weitreichenden Coulombkräfte sind schwache Stöße außerordentlich zahlreich und daher von größter Wichtigkeit. In der Tat führen reine Coulombpotentiale sogar zu divergierenden Integralen, so daß der Abschirmung der Elektronen Rechnung getragen werden muß.

Soweit weist diese Darstellung der Stoßvorgänge noch keine quantenmechanischen Eigenheiten auf; vielmehr handelt es sich um eine qualitative Wiedergabe der klassischen Stoßtheorie. Diese auf Lorentz zurückgehende und von Weißkopf, Lindholm u. a. weiter ausgebaut Theorie [1-3] beschreibt sowohl die Störteilchen als auch die strahlenden Atome mit den Methoden der klassischen Physik. Das Linienprofil sollte demnach durch eine Lorentzfunktion

$$L(\omega) = \frac{\gamma}{\pi} \cdot [(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2]^{-1} \quad (7)$$

wiedergegeben werden, wobei allerdings die Berechnung der Stoßdämpfungskonstanten γ (optische Stoßfrequenz) nicht ganz problemlos ist. Seit jeher ist jedoch bekannt, daß die Zuordnung von klassischen Oszillatoren zu strahlenden Atomen (Korrespondenz-

prinzip) viele Unzulänglichkeiten aufweist. Wir erinnern insbesondere daran, daß in der Quantenmechanik alle Observablen grundsätzlich durch zweidimensionale Matrizen beschrieben werden. Das hat beispielsweise zur Folge, daß die natürliche Unschärfe der Linien nicht nur von der Lebensdauer des angeregten, sondern auch von der des unteren Zustandes abhängt. Von typisch quantenmechanischer Natur und überdies von großer Bedeutung ist die Nichtadiabasie der schwachen Stöße. Nichtadiabatische Stöße sind in der Lage, Übergänge zwischen den dicht benachbarten Starkniveaus zu induzieren und führen zu einer Ausschmierung statisch oder quasistatisch aufgespaltenener Linien. Klassisch wären sie am ehesten durch ein Hin- und Herschalten zwischen verschiedenen Moden des Oszillators zu interpretieren.

Selbstverständlich steht der Formalismus der Quantentheorie über solch bildhaften Erörterungen. Hier konzentriert sich das Problem auf die Berechnung eines thermisch gemittelten Zeitentwicklungsoperators, der die zeitliche Entwicklung des atomaren Zustandsvektors beschreibt. Einen Eindruck von den hierbei auftretenden Schwierigkeiten vermittelt zu einem gewissen Grade der folgende Abschnitt; andererseits spricht die Tatsache für sich, daß es erst kürzlich Pfennig [13] gelang für diesen Operator - in der Dipolnäherung - bei der Störung des $\text{Ly-}\alpha$ Überganges durch ein einzelnes, geladenes Teilchen auf geradliniger Flugbahn, einen exakten mathematischen Ausdruck anzugeben.

II 3. Einheitliche Theorie der Starkverbreiterung

Die Betrachtungen des vorausgehenden Abschnitts haben uns unter anderem mit den zwei bedeutenden Näherungen, der Stoß- und der quasistatischen Theorie, bekannt gemacht. Weder die eine noch die andere Näherung ist allerdings in der Lage, ein wirkliches Starkprofil richtig wiederzugeben. Eine zeitlang war man der Auffassung, daß eine adäquate Beschreibung durch die Unterteilung: Elektronenverbreiterung gemäß Stoßtheorie, Ionenverbreiterung gemäß quasistatischer

Theorie erreicht würde. Heute wissen wir, daß in fast allen Fällen durch diese Unterteilung der Beitrag der Ionen recht gut, der Elektronenbeitrag dagegen zu schlecht erfaßt wird. Erst eine umfassendere Theorie, aus der die beiden genannten Näherungen als Grenzfälle hervorgehen, vermag die Elektronenverbreiterung mit einer zum Experiment vergleichbaren Genauigkeit zu beschreiben. Die Bezeichnung "einheitliche Theorie" hat sich für Theorien mit dieser Leistungsfähigkeit eingebürgert. Schon aus der Tatsache, daß zur Zeit mehrere Theorien diese Bezeichnung für sich in Anspruch nehmen, geht hervor, daß es sich dabei nicht um exakte, allen Ansprüchen genügende Theorien, sondern immer noch um Approximationen handelt. Gewöhnlich wird von den folgenden Vereinfachungen Gebrauch gemacht:

- a) Die Plasmaladungsträger werden als klassische Teilchen behandelt (vergl. aber [14], 37]). Stöße mit kleinerem Stoßparameter als die de Broglie-Wellenlänge bleiben unberücksichtigt.
- b) Die Rückwirkung des Atoms auf die Ladungsträger wird vernachlässigt. Zusammen mit a) ergibt das die sogenannte "classical path approximation".
- c) Stöße, die Übergänge zwischen verschiedenen Hauptquantenzahlen induzieren können, werden ausgeschlossen (no quenching approximation).
- d) Vernachlässigung der Ionenbewegung.
- e) Die Wechselwirkung der Plasmateilchen wird durch debyesche Feldbeiträge oder durch entsprechende Abschneideprozeduren berücksichtigt (vergl. aber [38]).
- f) Der atomare Zeitentwicklungsoperator wird in zweiter oder dritter Ordnung der Störungsrechnung angenähert (vergl. aber [13]).
- g) Gleichzeitige, starke Stöße werden ausgeschlossen.
- h) Die Wechselwirkung der Ladungsträger mit dem Atom wird in der Dipolnäherung berücksichtigt.
- i) Der Dichteoperator ρ wird durch den 1-Operator ersetzt.
- j) Die Term aufspaltung infolge des Ionenfeldes wird bei der Berechnung des Zeitentwicklungsoperators nicht beachtet.

Ausgangspunkt für die Herleitung einer allgemeinen Profilgleichung ist die Beziehung für die Übergangswahrscheinlichkeit bei spontaner Dipolstrahlung

$$A_{mn} = \frac{4}{3\hbar c^3} \omega_{mn}^3 |\langle m | \vec{d} | n \rangle|^2 \quad (8)$$

In unserem Fall betrachten wir ein System mit sehr hohem Entartungsgrad, bestehend aus strahlendem Atom und umgebenden Störteilchen. Die pro Frequenzeinheit in den Raumwinkel 4π abgestrahlte Leistung beträgt

$$P(\omega) = \sum_{m,n} A_{mn} \cdot \omega_{mn} \rho_n = \frac{4\omega^4}{3c^3} \sum_{m,n} \delta(\omega - \omega_{mn}) |\langle m | \vec{d} | n \rangle|^2 \cdot \rho_n \quad (9)$$

Die Summation erstreckt sich über alle relevanten Zustände und kann zum Teil durch Integrale ersetzt werden (Näherung a)). Der Summenterm der rechten Seite von Gleichung (9) wird als Linienprofilfunktion $L(\omega)$ bezeichnet und ist wesentlich stärker frequenzabhängig als der voranstehende Faktor mit ω^4 . Nach Fouriertransformation und unter Ausnutzung der Näherungen a) und b) läßt sich hieraus die noch sehr allgemeine Gleichung

$$L(\omega) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^\infty e^{i\omega t} \cdot C(t) dt \quad (10a)$$

$$C(t) = \sum_{a,b} \vec{d}_{ab} \cdot \vec{d}_{ba}(t) \cdot \rho_a \cdot e^{-i\omega_{ab}t} \quad (10b)$$

$$\vec{d}(t) = \langle U^\dagger(t) \vec{d} \cdot U(t) \rangle_{Av} \quad (10c)$$

für das Linienprofil herleiten [14]. $C(t)$ ist die Autokorrelationsfunktion des Wellenzuges, $\vec{d}$ der Atomdipoloperator und $U(t)$ der atomare Zeitentwicklungsoperator im Wechselwirkungsbild. Der Index Av bedeutet eine Mittelung über das Störteilchenensemble. Die Summation in (10b) läuft auf eine Spurbildung hinaus und braucht bei Näherung c) nur über alle Subniveaus der oberen und unteren Zustände ausgeführt zu werden. Bei nichtentartetem unteren Zustand vereinfacht sich (10c) wesentlich

lich, indem $U^+ = 1$ gilt. $U(t)$ genügt der Schrödingergleichung

$$i \cdot \hbar \frac{\partial U}{\partial t} = \tilde{V}(t) \cdot U \quad (10d)$$

und hat mit

$$\tilde{V}(t) = \exp(iH_0 t / \hbar) \cdot V(t) \cdot \exp(-iH_0 t / \hbar) \quad (10e)$$

die Entwicklung

$$\begin{aligned} U(t) &= 0 \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \int_0^t \tilde{V}(t') dt'\right] \\ &= 1 - \frac{i}{\hbar} \int_0^t \tilde{V}(t') dt' - \frac{1}{\hbar^2} \int_0^t \tilde{V}(t') \int_0^{t'} \tilde{V}(t'') dt'' dt' + \dots \end{aligned} \quad (10f)$$

worin der Dysonoperator 0 die chronologische Abwicklung der Integrale besorgt. Der Operator $V(t)$ ergibt sich durch Summation über alle Störteilchen

$$V(t) = \sum_i V_i(\vec{R}, \vec{r}_i, \vec{v}_i) \quad (10g)$$

In Gleichung (10f) entspricht die Entwicklung der Terme nach Potenzen von $\hbar^{-1}$ dem Austausch einer durch die Hochzahl angegebenen Zahl von Photonen. Aus Symmetriegründen liefern jedoch nur geradzahlige Terme einen Beitrag zur Autokorrelationsfunktion. Es ist zu beachten, daß bei der Berechnung eines vollständigen Linienprofils ein Abbrechen der Entwicklung (10f) nicht zulässig ist, da dann die Periodizität des Zeitentwicklungsoperators unterdrückt wird und die Unitaritätseigenschaft verloren geht, was eine Divergenz von $L(\omega)$ für $\omega = \omega_0$ zur Folge hat.

Gleichung (10) ist eine hochkomplizierte Vielteilchengleichung; von einer exakten Lösung derselben ist man weit entfernt. Smith Cooper und Vidal [7] erhalten unter Ausnutzung der angeführten Näherungsliste mathematische Ausdrücke, die für nicht zu große Hauptquantenzahlen ($n < 10$) mit den derzeitigen Rechenanlagen

gerade noch zu bewältigen sind. Die Linienprofile der Lyman-serie sind demnach auf folgendem Weg zu berechnen:
Der Elektronenbeitrag bei einer reduzierten Ionenfeldstärke β und der Holtsmarkfeldstärke F_0 ergibt sich aus

$$\beta = F/F_0 ; \quad F_0 = \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{2/3} \cdot e \cdot N_e^{2/3} \approx e/r_0^2 \quad (11a)$$

$$L(\Delta\omega, \beta) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \sum \langle nq_a m_a | \vec{d} | 100 \rangle \langle 100 | \vec{d} | nq_b m_b \rangle \cdot \quad (11b)$$

$$\langle nq_b m_b | [\Delta\omega_{op} - K(\Delta\omega_{op})]^{-1} | nq_a m_a \rangle$$

mit $q = n_1 - n_2$.

Der Operator $\Delta\omega_{op}$ nimmt in dieser Entwicklung nach parabolischen Zuständen Diagonalgestalt an; seine Matrixelemente lauten

$$\langle nq_a m_b | \Delta\omega_{op} | nq_a m_a \rangle = \Delta\omega - \Delta\omega_i(n, q_a) \cdot \beta \quad (11c)$$

mit $\Delta\omega_i(n, q_a) = F_0 \cdot \frac{3}{2} n \cdot q_a \cdot e/\hbar$.

Die Matrixelemente des Operators $K(\Delta\omega_{op})$ ergeben sich zu

$$\langle nq_b m_b | K(\Delta\omega_{op}) | nq_a m_a \rangle = -i\pi [\Delta\omega - \Delta\omega_i(n, q_b) \cdot \beta]^2 \cdot$$

$$\sum_{\substack{l_a, q_c \\ m_c}} \frac{\delta_{m_a m_b}}{2l_a + 1} \cdot \langle nq_b m_b | nl_a m_a \rangle \langle nl_a m_a | nq_a m_a \rangle \cdot \quad (11d)$$

$$[\langle nl_a m_c | nq_c m_c \rangle]^2 \cdot \dot{\iota}(\Delta\omega_R, \beta, n, q_a, q_b)$$

$$\text{mit } \Delta\omega_R = (\Delta\omega - \Delta\omega_i \cdot \beta) / \omega_p \cdot \sqrt{2} \quad .$$

Die Funktion $\dot{\iota}$ ist die Fouriertransformierte des Zeitentwicklungsoperators und ist eine numerisch approximierte Funktion, welche asymptotisch für große Frequenzabstände in den Holtsmarkflügel

$$\dot{\iota}_H(\Delta\omega_R) \sim \Delta\omega_R^{-5/2} \quad (11e)$$

und für kleine Frequenzabstände näherungsweise in ein Lorentzprofil

$$i_L(\Delta\omega_R) \sim \Delta\omega_R^{-2} \quad (11f)$$

übergeht. Der Exponent -1 in (11b) deutet eine Matrixinversion an. Der Unterschied zur quantenmechanischen Stoßtheorie nach Griem et al. [4,14] äußert sich in der Frequenzabhängigkeit des Operators K. Das endgültige Linienprofil ergibt sich schließlich durch Integration über alle Mikrofeldwahrscheinlichkeiten

$$L(\Delta\omega) = \int_0^{\infty} P_{nf}(\beta) \cdot L(\Delta\omega, \beta) d\beta. \quad (11g)$$

Alle Funktionen sind auf 1 normiert

$$\int_{-\infty}^{\infty} L(\Delta\omega, \beta) d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} L(\Delta\omega) d\omega = \int_0^{\infty} P_{nf}(\beta) d\beta = 1. \quad (11h)$$

P_{nf} ist die niederfrequente Komponente des Mikrofeldes nach Baranger und Mozer oder Hooper [15,16]. Die Zerlegung des Mikrofeldes in eine hoch- und eine niederfrequente Komponente entsprechend den verschiedenen Zeitskalen ω_p^{-1} und ω_{pi}^{-1} der Ionen- bzw. Elektronenfluktuationen erscheint für die Problemstellung der Linienverbreiterung sehr sinnvoll. Hat auch die hochfrequente Komponente bisher in der Starkverbreiterungstheorie keine Anwendung gefunden - stattdessen wird die thermische Mittelung durch Integration über Winkel und Stoßparameter vorgenommen -, so ist die niederfrequente Komponente von umso größerer Bedeutung. Die Identifizierung der niederfrequenten Komponente mit den Ionenfeldbeiträgen ist jedoch nicht ganz korrekt, da in dieser durch Elektronen abgeschirmte Ionenfelder eingehen. Wie schon vom Autor in [17] bemerkt wurde, besteht daher die Gefahr, daß ein Teil der Elektronen in Gleichung (11) doppelt gezählt werden.

II 4. Grenzbetrachtungen

Es ist wichtig, sich über die Gültigkeitsbereiche der quasistatischen- und der Stoßtheorie Klarheit zu verschaffen. Entgegen der naheliegenden Vermutung ist die Gültigkeitsgrenze nämlich nicht nur von der Geschwindigkeit der Störteilchen, sondern auch vom Frequenzabstand $\Delta\omega$ abhängig. Um das einzusehen, erinnern wir zunächst daran, daß das Verhalten der Fouriertransformierten $F(\omega)$ der Autokorrelationsfunktion $C(t) = \overline{f(0) \cdot f(t)}$ einer stochastischen Funktion $f(t)$ für große Werte von ω allein durch das Verhalten von C in der Nähe des Nullpunktes bestimmt ist. Ebenso gilt die Umkehrung: Im niederfrequenten Verhalten von F spiegelt sich das Langzeitverhalten von C wieder. Diese Überlegungen können wir direkt auf die Fouriertransformation in Gleichung (10) übertragen, wenn wir beachten, daß hier der Frequenznullpunkt zu ω_{ab} verschoben ist. Das Verhalten des Zeitentwicklungsoperators braucht daher nur für Zeiten der Größenordnung $\tilde{t} = (\omega - \omega_{ab})^{-1} = \Delta\omega_{ab}^{-1}$ bekannt zu sein. Mathematisch äußert sich das in einem raschen Oszillieren des Integranden in Gl. (10a) für $t \gg \tilde{t}$. Das bedeutet, daß im Linienflügel die quasistatische Theorie gültig wird. Umgekehrt ist die Stoßtheorie für den Linienkern zuständig. Genauere Untersuchungen [1,17] zeigen, daß eine charakteristische Grenze durch die Weißkopffrequenz

$$\Delta\omega_W = v^2 \cdot \left[\frac{3\hbar}{2m} (n\bar{q} - n'\bar{q}') \right]^{-1} \sim v^2 \quad (12a)$$

(Mittelung über $q = n_1 - n_2$ und $q' = n'_1 - n'_2$)

in der Weise

quasistatische Theorie: $\Delta\omega \gg \Delta\omega_W$

Stoßtheorie: $\Delta\omega \ll \Delta\omega_W$

gegeben ist. Wie die numerischen Rechnungen [7] darüberhinaus zeigen, ist der quasistatische Bereich weiter ausgedehnt, so daß in der ersten, oberen Ungleichung häufig auch das Gleichheitszeichen noch zugelassen werden darf.

Mit der quasistatischen Theorie gewinnt im Linienflügel gleichzeitig noch eine weitere Näherung, die Einteilchennäherung,

Gültigkeit. Es ist einleuchtend, daß für sehr starke Störungen letztlich nur ein einzelnes Störteilchen mit sehr kleinem Abstand zum Atom verantwortlich ist. Diese quasistatische Einteilchennäherung, die meist als asymptotische Holtsmark-näherung bezeichnet wird, läßt sich sehr einfach herleiten: Die Wahrscheinlichkeit im Abstand $r \dots r+dr$ ein Ion zu finden ist

$$W(r)dr = N_i \cdot 4\pi \cdot r^2 dr \quad .$$

Mit $F(r) = e/r^2$ erhalten wir daraus

$$P_{AS}(F)dF = N_i \cdot \frac{4\pi e}{F} \frac{dr}{dF} \cdot dF = -2\pi e^{3/2} \cdot F^{-5/2} \cdot N_i \cdot dF$$

und nach Einführen der mittleren Feldstärke F_0 gemäß Gl. (11a)

$$P_{AS}(\beta)d\beta = 1,496 \cdot \beta^{-5/2} d\beta \quad .$$

Legen wir zudem den linearen Starkeffekt zugrunde, so ergibt sich die asymptotische Beziehung

$$L_{AS}(\Delta\omega) \sim |\Delta\omega|^{-5/2}$$

beziehungsweise

$$L_{AS}(\Delta\lambda) = C_{nn'} \cdot |\Delta\lambda|^{-5/2}$$

mit

(13a)

$$C_{nn'} = 1,496 F_0^{3/2} \cdot \sum_{k>0} \bar{f}_k c_k^{3/2} \quad .$$

Messen wir $\Delta\lambda$ in Å-Einheiten, so hat die Konstante für Ly- α und Ly- β die Werte

$$C_\alpha = 1,484 \cdot 10^{-19} \cdot N_e \quad ; \quad C_\beta = 7,923 \cdot 10^{-19} \cdot N_e \quad . \quad (13b)$$

Gehen wir nun mit unseren Betrachtungen weit genug in den

Linienflügel, so wird diese Näherung auch auf die Elektronen zutreffen. Kann Mehrfachionisation ausgeschlossen werden, dann führt die Quasineutralität des Plasmas zu der Beziehung

$$\lim_{|\Delta\lambda| \rightarrow \infty} R(\Delta\lambda) = 2 \quad \text{mit} \quad R(\Delta\lambda) = L(\Delta\lambda)/L_{As}(\Delta\lambda) . \quad (14)$$

Die asymptotische Darstellung $R(\Delta\lambda)$ des Linienprofils ist für den Vergleich zwischen Theorie und Experiment sehr geeignet. Insbesondere läßt sich so feststellen, an welcher Stelle der Asymptotenwert 2 praktisch erreicht wird. Nach dem Vorausgehenden sollte das etwa bei

$$\Delta\lambda_W = \frac{c\lambda^{-2}}{2\pi} \Delta\omega_W(v_e) \quad (12b)$$

eintreten. Bemerkenswert ist, daß nach Aussage der Rechnungen [7,30] die Asymptote von der Seite $R > 2$ aus angestrebt wird. Die physikalische Ursache für dieses Verhalten ist zunächst nicht geklärt. Einerseits können Vielteilcheneffekte, andererseits der langsamere Abfall mit $\Delta\omega^{-2}$ bei der Stoßverbreiterung verantwortlich gemacht werden. Aus den Rechnungen von Voslamber [30] geht hervor, daß dieses typische Asymptotenverhalten schon in der Einteilchennäherung auftritt. Einen Anhaltspunkt, welche Bedeutung zusätzlich dem Vielteilcheneffekt zukommt, erhält man aus der asymptotischen Darstellung von Mikrofeldverteilungen. Abb. 1 zeigt derartige Funktionen für die Werte $y = 0$ und $y = 0,4$ des Abschirmparameters $y = r_o/(r_D\sqrt{2})$. Aufgetragen ist jeweils der Quotient $R_p = P(\beta)/1,496 \beta^{-5/2}$ für die Fälle

- a) $P = P_{nf}$ = niederfrequente Komponente
- b) $P = P_{nf} * P_{hf}$ = Faltung von hoch- und niederfrequenter Komponente
- c) $P = P_{nf} * P_{nf}$ = Faltung der niederfrequenten Komponente mit sich selbst.

$y = 0$ entspricht der wohlbekannten Holtsmarkverteilung.

Die Funktionen $P(\beta)$ sind der Arbeit [18] entnommen. Dem Fall b) entspricht die Beimischung der Elektronen mit coulombschen Feldbeiträgen. In c) dagegen gehen Elektronen und Ionen gleichwertig mit debyeabgeschirmten Feldern ein. An der Abschirmung der Teilchen sind in jedem Falle aber nur die Elek-

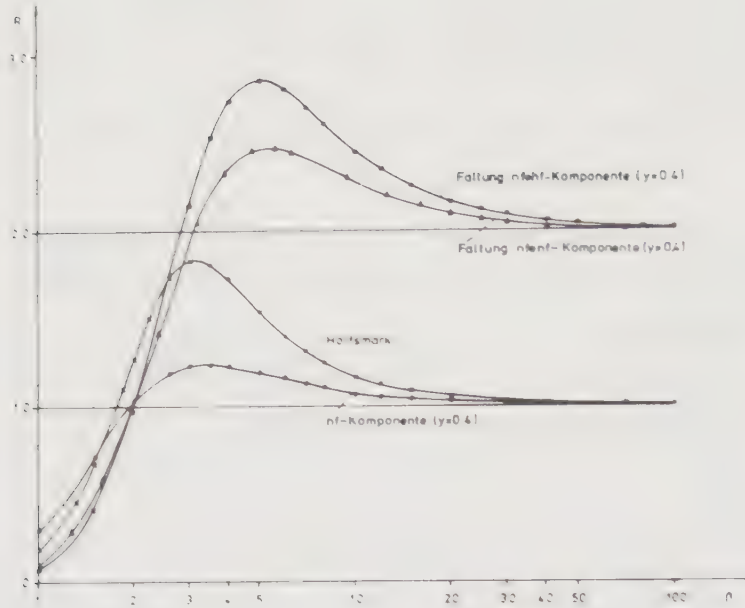


Abb. 1: Asymptotische Darstellung verschiedener Mikrofeldverteilungen

tronen beteiligt, so daß der effektive Abschirmparameter um den Faktor $\sqrt{2}$ größer als der Debyeradius ist. Die Wechselwirkung sowohl der abgeschirmten als auch der nicht abgeschirmten Teilchen wird in der Paarnäherung berücksichtigt, entfällt jedoch für $y = 0$. Der Abb. 1 ist zu entnehmen, daß Abweichungen vom Einteilchenverhalten schon für $\beta \approx 10$ merklich werden. Der Vergleich der beiden Kurven unter a) zeigt, daß diese Abweichungen bei vernachlässigbarer Wechselwirkung ($y = 0$) viel stärker als im abgeschirmten Fall ausfallen. Wie zu erwarten, trifft das auch für den Vergleich zwischen b) und c) zu. Allen Kurven gemeinsam ist ein kräftiges Hinausschießen über den Asymptotenwert und ein Anstreben desselben von oben her. Dazu bietet sich folgende Deutung an: Hat ein Plasmateilchen einen sehr kleinen Abstand zu einem beliebig gewählten Aufpunkt ($r \ll r_0$), so entsteht durch Superposition der Felder aller anderen Teilchen im Mittel eine Verstärkung der Aufpunktfeldstärke. Wir entnehmen der Abb. 1 weiterhin, daß diese Verstärkung für $\beta \approx 3$ im Fall a) bzw. $\beta \approx 5$ im Fall b) oder c) maximal wird

und schon vor Erreichen des mittleren Abstandes bei $\beta \approx 1$ bzw. $\beta \approx 2$ in eine Abschwächung umschlägt, indem nun die Einzel-feldbeiträge sich teilweise gegenseitig kompensieren.

II 5. Asymmetrie der Linien

Ebenso wie für die Verbreiterung der Linien lassen sich auch für ihre Asymmetrie und Verschiebung eine Reihe von Gründen anführen. Auch hier ist es sinnvoll nach Plasma- und Nicht-Plasmaeffekten zu unterscheiden. Beginnen wir mit den Letzteren, so lassen sich hierunter neben einer möglichen Verzerrung der Linien durch ein asymmetrisches Apparateprofil noch mindestens zwei weitere Effekte subsummieren. Trivial ist die durch den Wechsel von der Frequenz- zur Wellenlängenskala bedingte Asymmetrie, die aus dem Differentialquotienten $\frac{d\nu}{d\lambda} = -c\lambda^{-2}$ abzuleiten ist. Nicht so harmlos ist dagegen eine Asymmetrie, die zum einen auf den Faktor ω^4 in Gl. (9) und zum anderen auf der Energieabhängigkeit der Dichtematrix beruht. An dieser Stelle ist wohlweislich zwischen Linienprofilen in Absorption und in Emission zu unterscheiden. Liegt lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTE) vor, dann sind beide durch das Kirchhoffsche Gesetz

$$\kappa(\nu) = \epsilon(\nu)/B(\nu, T) \text{ oder } \kappa(\lambda) = \epsilon(\lambda)/B(\lambda, T) \quad (15)$$

mit der Kirchhoff-Planckfunktion

$$B(\nu, T) = 2h\nu^3 c^{-2} \cdot [\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1]^{-1} \text{ bzw.} \quad (16)$$
$$B(\lambda, T) = 2hc^2 \lambda^{-5} \cdot [\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1]^{-1}$$

miteinander verknüpft. Obwohl in theoretischen Abhandlungen meist immer von Emissionsprofilen die Rede ist, ist es dennoch vernünftiger, die berechneten Ergebnisse als Absorptionsprofile aufzufassen, weil in den Rechnungen gewöhnlich der Faktor ω^4 vernachlässigt wird und der Dichteoperator durch den 1-Operator ersetzt wird. $\rho = 1$ gilt nahezu exakt für Lyman-Ab-

sorptionsprofile und dürfte wohl auch für andere Profile in Absorption eine gute Näherung sein, da ρ , abgesehen von der Operatoreigenschaft, eine Frequenzabhängigkeit aufweist, wie sie in dem Klammerausdruck in $B(\nu)$ zum Ausdruck kommt. Auch der Faktor ν^4 hebt sich in κ heraus: Zunächst sehen wir, daß nach Division durch die Kirchhoff-Planckfunktion nur die erste Potenz von ν im Zähler übrig bleibt. Diese verschwindet aber, wenn wir wie üblich von Dipolmomenten zu dimensionslosen Absorptions-Oszillatorstärken gemäß

$$f_{mn} = \frac{2m_e}{e^2 \cdot \hbar} \omega_{mn} |d_{mn}|^2 \quad (17)$$

übergehen. Schließlich bemerken wir, daß beim Absorptionskoeffizienten auch der Übergang von Frequenzen zu Wellenlängen ohne Einfluß ist, sofern die ϵ und B entsprechenden Intensitäten mit dem gleichen Instrument gemessen werden.

Nachdem wir uns im Vorangehenden davon überzeugt haben, daß Nicht-Plasmaeffekte und der Einfluß des Dichteoperators bei symmetrischem Apparateprofil für das Absorptionsprofil bedeutungslos sind, wenden wir uns nun den wichtigen Plasmaeffekten zu. Dazu folgen wir weitgehend Sholin [19], wo man eine strenge störungstheoretische Ableitung nach dem Kleinheitsparameter $\xi = a_0 n^2 / r$ findet, der das Verhältnis von Atomradius zu Störteilchenabstand angibt. Die Wechselwirkung des Atoms mit dem Coulombfeld des Störteilchens enthält danach Terme von wachsender Ordnung in ξ . Die drei niedrigsten Potenzen lassen sich folgendermaßen aufschlüsseln:

ξ^2 : linearer Starkeffekt (Z)

ξ^3 : Quadrupolwechselwirkung (Z)

ξ^4 : quadratischer Starkeffekt (Z^2) + Oktopolwechselwirkung (Z) + Quadrupolwechselwirkung in 2. Ordnung (Z)

Die Abhängigkeit der Beiträge von der Ladungszahl Z sind in Klammern angegeben. Wie wir im folgenden Abschnitt sehen werden, führt der lineare Starkeffekt zu symmetrischen Profilen. Der wichtigste Einfluß dürfte demnach der Quadrupolwechselwirkung zukommen, welche eine Folge der Inhomogenität des

elektrischen Störfeldes über den Atomdurchmesser ist. Die Oktopolwechselwirkung und alle höheren Multipole verschwinden bei $\text{Ly-}\alpha$ identisch, wie überhaupt aus Symmetriegründen bei allen Wasserstofflinien die Multipolentwicklung bei endlichem Index abbricht [7]. Darüberhinaus zeigt die Rechnung, daß bei $\text{Ly-}\alpha$ die Quadrupolwechselwirkung in 2. Ordnung gegenüber dem quadratischen Starkeffekt zu vernachlässigen ist.

Die bisher gemachten Angaben bezogen sich auf die Störung durch ein einzelnes, statisches Störteilchen. In einem Plasma verkomplizieren sich nun die Verhältnisse ganz entscheidend: Zunächst stellen wir fest, daß bei Massengleichheit von positiven und negativen Ladungsträgern die durch die Quadrupolwechselwirkung hervorgerufene Asymmetrie wegen der Quasineutralität des Plasmas entfallen würde. Verursacht nämlich ein negatives Teilchen eine bestimmte Asymmetrie, so ist eine genau entgegengesetzte Asymmetrie durch ein positives Teilchen gleich wahrscheinlich. Dasselbe Argument trifft auf alle Terme zu, in denen Z in ungerader Potenz auftritt. Wie wir jedoch früher gesehen haben, ist infolge des großen Massenunterschiedes zwischen Ionen und Elektronen eine unterschiedliche Wirkung der Ladungsträger zu erwarten. Man kann damit rechnen, daß im nahen Linienflügel die am stärksten mit dem Atom wechselwirkende Teilchensorte über den Quadrupoleffekt die Asymmetrie bestimmt. Weiter außen, in den quasistatischen Linienflügeln, wo Ionen und Elektronen gleichwertig sind, sollte dagegen der quadratische Starkeffekt dominieren. Im Falle von $\text{Ly-}\alpha$ zeigen die Rechnungen von Nguyen-Hoe et al. [20], daß der quadratische Starkeffekt zu einer höheren Blauintensität der Linie führt, während die Wechselwirkung positiver Ionen über den Quadrupolanteil des Feldes eine höhere Rotintensität erwarten läßt. Das Studium der Asymmetrie dieser Linie verspricht daher sehr interessante Information über Einzelheiten des Verbreiterungsmechanismus.

Für die Verschiebung einer zentralen Starkkomponente auf Grund der Quadrupolwechselwirkung mit den Ionen gilt nach Sholin (N_e in cm^{-3} , $\Delta\lambda_V$ in $\text{\AA}$)

$$\Delta\lambda_V = -\lambda_O^2 \cdot a_O^2 \cdot (n^4 - n'^4 - n''^4 + n'''^4) \cdot N_e / 137 \quad (18)$$

Mit $N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ erhalten wir hieraus für Ly- α eine Verschiebung von $\Delta\lambda_V = -2 \cdot 10^{-3} \text{\AA}$, die damit noch kleiner als die Feinstrukturaufspaltung von $5 \cdot 10^{-3} \text{\AA}$ ist, so daß allenfalls die Größenordnung und vielleicht das Vorzeichen (Blauverschiebung) sinnvoll erscheint.

II 6. Die Verbreiterung von Ly- α und Ly- β

Bevor wir zur Beschreibung des Experimentes übergehen, soll noch einmal die Entstehung der Starkprofile am Beispiel der Linien Ly- α und Ly- β schematisch dargestellt werden. An Hand der Abb. 2 lassen sich die einzelnen Stufen der Verbreiterung verfolgen. Teil a) der Abbildung zeigt die lineare Aufspaltung der Niveaus bei vorgegebener, statischer Ionenfeldstärke. Die Starkniveaus sind durch den Satz der parabolischen Quantenzahlen n_1 , n_2 , m gekennzeichnet. In b) sehen wir das überwiegend stoßbestimmte Profil $L(\Delta\omega, F)$ der Elektronen. Das endgültige Profil in d) ergibt sich durch Integration über alle Ionenfeldstärken entsprechend Gleichung (11g). Ersetzen wir in dieser Gleichung $L(\Delta\omega, F)$ durch δ -Funktionen, wie sie in b) und c) durch ausgezogene senkrechte Balken angedeutet sind, so bekommen wir das quasi-statische Ionenprofil in c). Bei Ly- α geben in diesem Fall die beiden Seitenkomponenten spiegelbildlich die Mikrofeldverteilungsfunktion $P(F)$ wieder, während bei Ly- β und erst recht bei allen anderen Wasserstofflinien eine Überlagerung der Komponenten eintritt. Die Symmetrie der Profile in c) und d) ist eine Folge der äquidistanten Aufspaltung in a) und der Gleichheit der Oszillatorenstärken der gegenüberliegenden roten und blauen Starkkomponenten. In der nahezu vollständigen Trennung der Komponenten in den Linienflügeln von Ly- α liegt die große Bedeutung dieser Linie. Etwaige

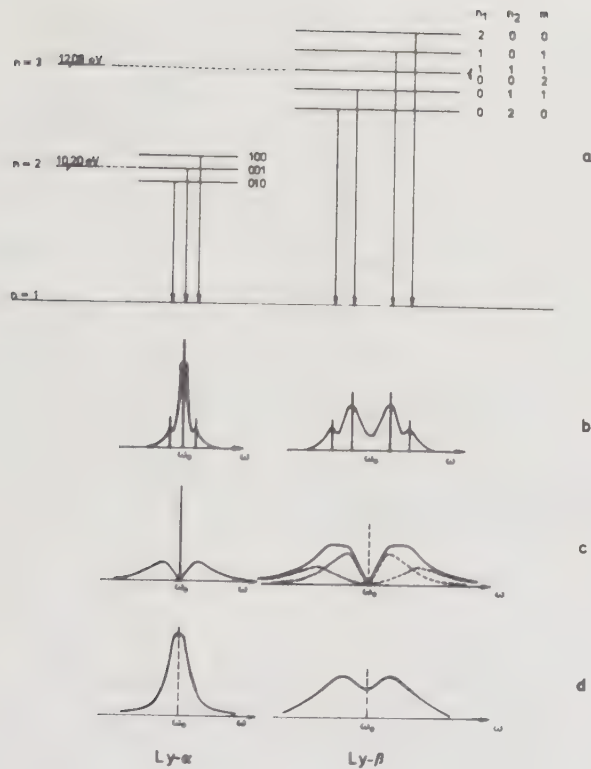


Abb 2: Schematische Darstellung der Starkverbreiterung von Ly- α und Ly- β . a) statische Aufspaltung der Niveaus, b) Elektronenstoßprofil bei konstantem Ionenfeld, c) quasistatisches Profil, d) reales Starkprofil.

Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment können hier am ehesten festgestellt und darüberhinaus auch inhaltlich diskutiert werden, während bei allen übrigen Linien die Beurteilung infolge der Komponentenüberlagerung erschwert wird.

Nachdem wir im Vorangehenden die Vorteile von Ly- α für das Studium der Starkverbreiterung herausgestellt haben, zu denen noch die hohe Intensität der Linie hinzukommt, sollen auch die Nachteile nicht verschwiegen werden, die allerdings rein experimenteller Art sind. Drei Punkte fallen besonders negativ ins Gewicht:

1. Die Linie liegt im Vakuum-Ultraviolett Wellenlängenbereich (VUV).
2. Sie zeigt starke Neigung zu optischer Dicke und Selbstumkehr.

3. Die Verbreiterung der Linie ist verglichen mit anderen Wasserstofflinien sehr gering.

Bemerkung 1. gilt natürlich für die gesamte Lymanserie; dagegen liegt man in den beiden folgenden Punkten mit $\text{Ly-}\beta$ schon wesentlich günstiger. Die oft zu beobachtende Selbstumkehr von $\text{Ly-}\alpha$ ist nämlich ganz wesentlich der sehr starken zentralen Komponente der Linie zuzuschreiben. Wie wir der Abb. 2 entnehmen, besitzt $\text{Ly-}\beta$ keine derartige Komponente. Hinzu kommt eine wesentlich stärkere Aufspaltung dieser Linie gemäß Gl. (4b). Nicht zuletzt verhindert auch die rund fünfmal kleinere Gesamtoszillatorstärke eine übermäßig starke Selbstabsorption bei $\text{Ly-}\beta$. Diesen Umstand werden wir uns zu Nutze machen und $\text{Ly-}\beta$ unter anderem zur Normierung des $\text{Ly-}\alpha$ -Profils heranziehen.

III Beschreibung der Meßapparatur

Die Messungen werden an einem Kaskadenbogen vorgenommen, der in seinem Aufbau dem in [5] beschriebenen sehr ähnlich ist, doch weist die Meßapparatur, wie sie in der Abb. 3 gezeigt ist, wesentliche Verbesserungen auch im Vergleich mit den in [10] gemachten Angaben auf. In der nicht maßstabstreuen Abb. 3 sehen wir den vergrößert gezeichneten Kaskadenbogen, an dessen anodenseitigem Ende ein Schleusensystem mit einem VUV-Spektrografen (Mc Pherson 225) angeflanscht ist. Das kathodenseitige Bogenende wird mit einem 20 l-Puffervolumen und Argon-Durchflußmesser abgeschlossen. Mit dem eingezeichneten Ventil wird der Druck im Puffergefäß, der gleichzeitig in guter Näherung der Druck des gesamten Bogensystems ist, auf 775 Torr geregelt. Mit dieser Maßnahme bezwecken wir zweierlei: 1. Atmosphärische Druckschwankungen im Verlauf einer Messung oder von Tag zu Tag werden ausgeschaltet. 2. Der geringe Überdruck reduziert das Eindiffundieren atmosphärischer Gase, wenn im Verlauf einer Messung kleinere Undichtigkeiten an den Teflonisolatoren auftreten.-Trotz der für die Abdichtung ungünstigen, plastischen Eigenschaften wird dieses Material gewählt, da es eine reine Fluor-Kohlenstoffverbindung ist, so daß auch bei intensiver UV-Strahlung keine Wasserstoffatome freigesetzt werden können. Diese 1,5 mm dicken Teflonringe sorgen für die elektrische Isolation von 17 wassergekühlten Kupferscheiben von 7 mm Dicke, die eine den Plasmakanal bildende, zentrale Bohrung von 7 mm Durchmesser aufweisen. Um Temperaturerhöhungen vor der Wolfram-Hohlkathode in etwa zu kompensieren, sind die beiden letzten Bohrungen konisch auf 12 mm Durchmesser erweitert. Die Wolfram-Hohlkathode ist in einer massiven Kupferscheibe eingelagert, die parallel mit der Anodenscheibe, aber getrennt von allen anderen Scheiben, intensiv gekühlt wird. Von der Anode her wird der Bogen an zwei Stellen mit höchst reinem Argongas (99,9997 %) versorgt. Um den restlichen Anteil von H_2O - und O_2 - Verunreinigungen noch weiter herabzusetzen, wird

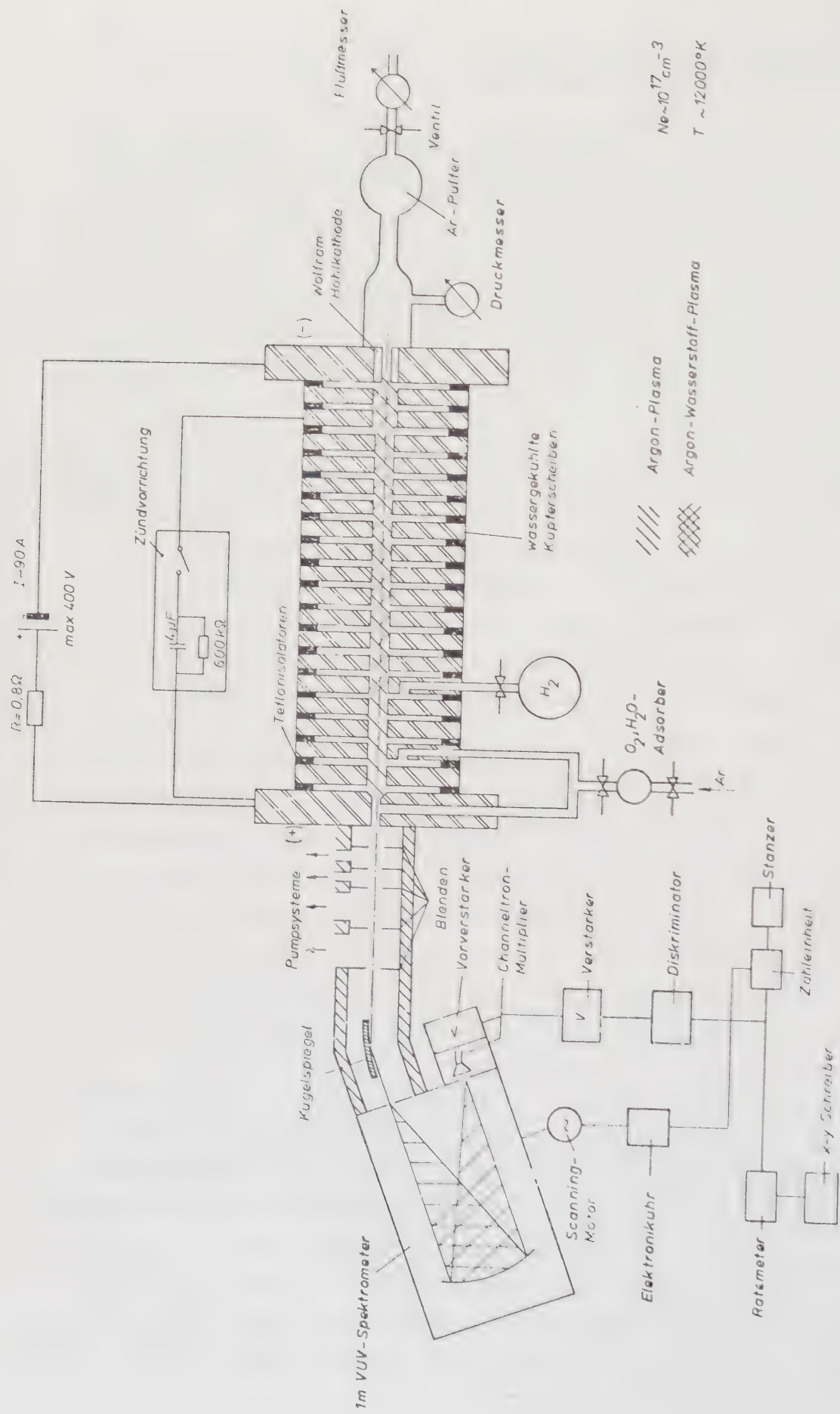


Abb. 3: Kaskadenbogen mit Vakuumschleuse und Spektrometereinheit zur Aufnahme von Lyman-Linienprofilen

mit einem Adsorber (Oxisorb, Messer Griesheim) in der Zuleitung eine Nachreinigung vorgenommen. Für alle Gasleitungen werden Metallschläuche verwandt, die vor Inbetriebnahme im Vakuum ausgeheizt werden. Gewöhnlich werden 1,77 l/min Argon (Normal-liter/min) zugeführt, wovon 0,3 l/min für den Bedarf der Vakuumschleuse abzurechnen sind, so daß der effektive, am Ausgang gemessene Argonfluß 1,47 l/min beträgt. Dieser Durchfluß muß einerseits klein sein, damit nicht durch konvektive Wärmeleitung die Homogenität der Temperaturverteilung in z-Richtung (Bogenachse) gestört wird, andererseits ist eine hohe Strömungsgeschwindigkeit wünschenswert, um die Diffusion des zwischen vierter und fünfter Scheibe einströmenden Wasserstoffs in den Anodenraum zu vermeiden. Bei dem genannten Wert ist in dieser Hinsicht ein brauchbarer Kompromiß gefunden worden. Natürlich kann dabei das Ideal einer in z-Richtung homogenen Wasserstoffkonzentration nicht erreicht werden; immerhin gelingt es, die Diffusion in den kühlen Anodenraum und der damit verbundenen starken Selbstabsorption der Linien fast vollständig zu verhindern (vgl. Kap. IV 2.). Alle Gase werden durch vier auf einem Kreis von 3 cm Durchmesser, symmetrisch angebrachten Bohrungen zugeführt, um schon beim Eintritt in den Bogenkanal starke Abweichungen von der radialen Symmetrie zu vermeiden. Nicht ganz unproblematisch ist die Wasserstoffzugabe, weil es sich hier um äußerst geringe Mengen handelt ($Q_H \approx 0,01$ l/h). Zur Herabsetzung der Einlaufzeiten dient eine Kapillare zwischen Bogen und Einlaßventil. Die Langzeitkonstanz der Zugabe wird durch die Entnahme des H_2 -Gases aus einem 20 l-Gefäß mit 1 bar Überdruck garantiert. Das gesamte Experiment befindet sich in einem klimatisierten Raum mit einer Temperaturkonstanz von $\pm 0,5$ °C. Die Schwankungen des Wasserstoffzuflusses betragen daher nur etwa 0,3 %, und die systematische Abnahme ist kleiner als 0,1 % in der Stunde. Die Ventileichung für den Wasserstoffzusatz wird mit Hilfe eines Differenzdruck-Manometers vom Typ Baratron vorgenommen.

Es ist üblich, den Kaskadenbogen durch Herausziehen eines Wolfram-Stabes von der Kathodenseite her zur Zündung zu bringen.

Ein anderes Verfahren benutzt zur Zündung ein dünnes Drähtchen, das durch Anlegen einer Spannung zur Explosion gebracht wird. Beide Verfahren haben den Nachteil, daß einerseits der Bogenkanal verunreinigt wird und zum anderen benachbarte Scheiben durch Verdampfungsreste kurzgeschlossen werden können. Diese Nachteile entfallen weitgehend bei dem von uns benutzten Verfahren: Mit einer in der Abb. 3 nicht eingezeichneten Vorpumpe wird das Bogensystem von der Kathodenseite aus unter Ausschluß des Adsorbers zunächst bestmöglich evakuiert und danach mit Argon auf ca. 0,1 Torr gefüllt. Nach Anlegen der Spannungsversorgung von 400 V (die Stromstärke wird auf 0,5 % geregelt) wird nun durch kurzzeitiges Zwischenschalten eines Kondensators die vorletzte Scheibe vor der Kathode auf Anodenpotential gebracht. Dadurch kommt es zu einem lokalen Spannungsdurchschlag, der den Kondensator innerhalb weniger Mikrosekunden auflädt und gleichzeitig auch den restlichen Bogenkanal mit Elektronen anreichert. Oszilloskopische Messungen zeigen jedoch, daß dies allein noch nicht ausreicht, die Glimmentladung in eine Bogenentladung mit einer Stromstärke von etwa 60 A umschlagen zu lassen. Erst wenn der Kondensator nahezu aufgeladen ist und der Aufladestrom durch Zusammenbrechen des Plasmas rasch abnimmt, kommt es zum endgültigen Durchbruch zwischen Kathode und Anode, indem sich zur angelegten Spannung eine Induktionsspannung von einigen 100 V addiert. Unmittelbar nach der Zündung wird der Argon-Zufluß freigegeben und der Druck auf 775 Torr erhöht. Oberhalb von 30 A zeigt der Bogen eine positive Charakteristik (d. h. $dU_B/dI_{el} > 0$), so daß er eigentlich ohne Vorwiderstand betrieben werden könnte. Durch Serienschaltung eines 0,8 Ω Widerstandes wird aber eine zusätzliche Stabilisierung erreicht, die sich sehr vorteilhaft auswirkt.

Lithiumfluorid ist bekanntlich das Material mit der niedrigsten Absorptionskante bei 1150 Å. Unterhalb dieser Wellenlänge lassen sich auch bei geringer Anforderung an die mechanische Stabilität keine Fenster hinreichender Transmission herstellen.

Da wir neben Ly- α auch Ly- β bei 1025 Å beobachten wollen, müssen wir daher auf ein den Bogen abschließendes Fenster gänzlich verzichten. Auch die naheliegende Idee, den Spektrografen mit Argon zu füllen, erweist sich als unbrauchbar, da die wenngleich geringen Restverunreinigungen an H₂, N₂, O₂ und H₂O mit ihren starken Absorptionsbanden im gesamten VUV-Bereich das Spektrum stark verfälschen würden. Hinzu kommt, daß Ly- β voraussichtlich vollständig im Absorptionsprofil der Al-Resonanzlinie bei 1048 Å untergehen würde. Es bleibt daher nichts anderes übrig, als durch eine Schleusenvorrichtung den Druck differentiell auf möglichst kurzem Weg zu senken. In unserem Fall besteht die Schleuse aus einem fünfteiligen Blendensystem und den dazwischen liegenden Pumpkammern. Die beiden ersten Kammern dienen zur Erzeugung eines Vorvakuums, während die Kammern 3 und 4 über Diffusions- und Vorpumpen evakuiert werden. Blende 1 ist aus Edelstahl gefertigt und wird, soweit es die thermische Belastbarkeit erlaubt, an den Anodenbereich herangeführt. Aufgrund der sehr geringen Blendenöffnung von 0,2 mm Ø ist schon in der ersten Kammer der Druck auf 2 Torr reduziert. In der vierten Kammer beträgt der Druck nur noch $5 \cdot 10^{-5}$ Torr und im Spektrografen $1 \cdot 10^{-6}$ Torr. Zur Vermeidung von Temperaturschwankungen - besonders im Spektrografen -, die bei der Verwendung von Stickstoffkühlfallen unvermeidlich sind, werden sämtliche Diffusionspumpen mit Peltierbaffles abgeblockt. Optisch wirksam sind nur die erste und die letzte Blende (0,8 mm Ø). Sie stellen sicher, daß nur Strahlung aus einem zur Bogenachse symmetrischen Konus mit 0,2 mm bis 0,8 mm Radius nachgewiesen wird.

Ein sehr ernstes Problem erwächst aus der Notwendigkeit mit dem aus der Schleuse austretenden, fast parallelen Strahlenbündel, das Gitter des Spektrografen auszuleuchten. Die Möglichkeit, die erforderliche Divergenz am Eingangsspalt mit Hilfe einer Linse zu erzeugen, scheitert an den eingangs erwähnten Materialschwierigkeiten. Gewöhnlich begnügt man sich daher mit der Beugung am Eingangsspalt. Eine einfache Abschätzung zeigt aber, daß bei einer Schlitzweite von 10 µm

und einer Wellenlänge von $1200 \text{ \AA}$ nur etwa ein Zehntel der 120 000 Striche des Gitters ausgenutzt werden. Das hat natürlich eine wesentliche Verschlechterung des Auflösungsvermögens zur Folge. Genauere Rechnungen (vgl. Kap. VI 3.) zeigen, daß in unserem Fall diese Verschlechterung nicht tragbar ist. Erfolgreiche Abhilfe bringt folgende Maßnahme: Dicht vor dem Eingangsspalt des Spektrografen wird ein kleiner sphärischer Spiegel ($6 \text{ mm } \varnothing$, Brennweite = $f = 6 \text{ cm}$) angebracht und so montiert, daß bei fast streifendem Einfall ($\theta = \text{Winkel gegen die Normale} = 80^\circ$) der reflektierte Strahl im Eingangsspalt seine senkrechte Brennnlinie hat. Wir nutzen hier den Astigmatismus des Spiegels aus, wonach zwei Brennnlinien, eine senkrechte im Abstand $f_1 = f \cdot \cos \theta$ und eine horizontale im Abstand $f_2 = f / \cos \theta$, auftreten. Bei sorgfältigster Justierung wird auf diese Weise eine homogene Ausleuchtung des Gitters von ca. 1 cm Höhe erreicht. Eine endgültige Justierung der gesamten Apparatur wird von der Kathode aus mit einem He-Ne-Laser vorgenommen. Um ein möglichst hohes Reflexionsvermögen zu erhalten - das normalerweise im VUV-Wellenlängenbereich sehr schlecht ist -, wird der Spiegel aus Edelstahl gefertigt und im Vakuum zunächst mit sehr reinem Aluminium und darauf zum Schutz gegen Oxidation mit einer $150 \text{ \AA}$ dicken MgF_2 -Schicht bedampft. Unter dem genannten Einfallswinkel dürfte das Reflexionsvermögen etwa 80 % betragen.

Zum Nachweis der Strahlung dient ein geschlossener Channeltron-Electron-Multiplier (CEM) mit angesetztem Trichter. Verglichen mit gewöhnlichen, mit Fluoreszenzmaterial beschichteten Multipliern haben CEM-s den Vorteil, unempfindlich gegen Licht mit einer größeren Wellenlänge als $1500 \text{ \AA}$ zu sein. Damit wird ein großer Teil des Streulichtes ausgeschaltet. Vorteilhaft ist auch die Zunahme der quantum-efficiency (ca. 20 %) mit abnehmender Wellenlänge, da hierdurch die Abnahme des Reflexionsvermögens von Gitter und Eingangsspiegel

im Bereich $1300 \text{ \AA} - 900 \text{ \AA}$ mehr als kompensiert wird. Die CEM-Ausgangsimpulse haben bei einer Hochspannung von 2750 V im Mittel eine Höhe von $U_S = 10 \text{ mV}$ und eine Breite von 20 ns . Nach einer Impedanzwandlung und sich anschließender Spannungsverstärkung werden die Impulse einer Diskriminatorstufe zugeführt, welche thermische Rauschimpulse unterdrückt und Standardimpulse abgibt. An dieser Stelle zeigt sich die Überlegenheit des bei neueren Messungen verwandten CEM-Typs Bendix 4039 gegenüber dem bei früheren Messungen eingesetzten Typ Valvo B 312 BL. Die Impulsamplituden-Häufigkeitsverteilung des Erstgenannten ist in Näherung eine Gaußverteilung und ermöglicht eine unkritische Einstellung der Diskriminatorchwelle. Demgegenüber hat der zweite Typ eine zu $U_S = 0$ ansteigende Häufigkeitsverteilung, so daß gleichzeitig mit den Rauschimpulsen auch Signalimpulse unterdrückt werden. Das wäre nicht nachteilig, wenn nicht mit steigender Impulsrate die Impulsamplitude - bedingt durch den Zusammenbruch des elektrischen Feldes im CEM-Röhrchen - abnehmen würde. Die sich hieraus ergebende Nichtlinearität in der Intensitätsmessung läßt sich zwar zu einem gewissen Teil korrigieren, erfordert jedoch von Zeit zu Zeit eine nichttriviale Nacheichung. Beim erstgenannten CEM-Typ finden wir die Firmenangabe bestätigt, wonach Abweichungen von der Linearität bis zu einer Impulsrate von $20\,000 \text{ s}^{-1}$ vernachlässigbar sind. Berücksichtigt man noch die Dunkelimpulsrate von 1 s^{-1} , so ergibt sich ein linearer Meßbereich über vier Zehnerpotenzen, der allerdings mit Hinblick auf die Meßzeit bzw. Langzeitkonstanz der Meßquelle nicht voll ausgenutzt werden kann. Der gesamte elektronische Teil der Anlage, d. h. vom Vorverstärker bis einschließlich Ratemeter bzw. elektronischem Zählwerk, funktioniert einwandfrei von 0 bis zu einer Impulsrate von $200\,000 \text{ s}^{-1}$. Die aus Abb. 3 ersichtliche Aufzweigung des Diskriminatorausgangssignals ermöglicht sowohl eine kontinuierliche als auch diskontinuierliche Aufnahme der Spektren. Der kontinuierliche Betrieb dient vor allem der Darstellung von Übersichtsspektren

auf einem x-y-Schreiber, während Präzisionsmessung an Linienprofilen im Schrittbetrieb vorgenommen werden. Im letzten Fall steuert eine elektronische Uhr mit eingebautem Schwingquarz den Meßvorgang. Während einer vorgebbaren Meßzeit wird das Zählwerk eingeschaltet und in der darauffolgenden Pausenzeit die Wellenlängeneinstellung des Spektrografen verändert. Gleichzeitig besorgen Steuerimpulse das Ausstanzen der Meßwerte auf Lochstreifen, so daß die umfangreiche Auswertung der Daten auf direktem Wege mit einem Computer vorgenommen werden kann.

IV Spezielle Eigenschaften der Strahlungsquelle

In diesem Kapitel sollen verschiedene Eigenschaften der Strahlungsquelle diskutiert werden, die einen Einfluß auf das emittierte Spektrum haben. Zweck dieser Untersuchungen ist es vor allem, einige Grundlagen für die Beurteilung von Fehlerquellen bereitzustellen.

IV 1. Die Strömung im Bogenkanal

Die Messung kleiner Strömungsgeschwindigkeiten von Gasen ist sehr schwierig und unter so einschränkenden geometrischen Bedingungen, wie sie bei der Strömung im Bogenkanal vorliegen, bisher noch nicht durchgeführt worden. Auch aus theoretischer Sicht ist das Problem bei Berücksichtigung aller Einzelheiten hoffnungslos kompliziert. Eine analytische Lösung, die als Verallgemeinerung des Hagen-Poiseuilleschen Gesetzes aufgefaßt werden kann, erhalten wir unter folgenden Vereinfachungen:

- a) Wir betrachten den Plasmakanal als ein glattes Rohr unendlicher Länge mit dem Radius R und konstantem Druckgradienten $\nabla p = (0, 0, g)$ in z -Richtung.
- b) Das Temperaturprofil sei parabolisch

$$T(r) = T_0 \cdot [\alpha^2 - (\alpha^2 - 1) \cdot (\frac{r}{R})^2]; T(R) = T_0; T_0/T(0) = \alpha^2. \quad (1)$$

- c) Die Strömung sei laminar und die Ionisierung des Gases (ca. 15 % auf der Achse) vernachlässigbar.

Gleichheit der Kräfte führt dann zu der Differentialgleichung

$$-\eta \cdot 2\pi r \cdot \frac{du}{dr} = \pi r^2 \cdot g, \quad (2a)$$

worin aber die Zähigkeit über

$$\eta \sim T(r)^{1/2} \quad (2b)$$

noch vom Radius abhängt [21]. Gleichung (2) läßt sich sofort integrieren, und wir erhalten bei Vorgabe der Randbedingung $u(R) = 0$ für die Strömungsgeschwindigkeit das Ergebnis

$$u(r) = \frac{2\hat{u}}{\alpha^2 - 1} \cdot [(T(r)/T_0)^{1/2} - 1]; \quad \eta_0 = \eta(R) = \eta(T_0);$$

$$\hat{u} = \frac{gR^2}{4\eta_0} . \quad (3)$$

Die maximale Geschwindigkeit wird auf der Achse angenommen und beträgt

$$u(0) = 2\hat{u}/(\alpha+1) . \quad (4)$$

Da wir den Druckgradienten g nicht kennen, wohl aber den Massendurchfluß Q , rechnen wir weiter:

$$Q = \int_0^R 2\pi r \cdot u(r) \cdot \rho(r) dr ; \quad \rho(r) = \rho_0 \cdot T_0/T(r) . \quad (5)$$

Es ergibt sich

$$Q = 4\pi\rho_0 \cdot \hat{u} \cdot R^2 \cdot F(\alpha) , \quad (6a)$$

wobei

$$F(\alpha) = (\alpha - 1 - \ln \alpha) / (\alpha^2 - 1)^2 . \quad (6b)$$

In der Grenze $\alpha \rightarrow 1$ erhalten wir mit $\lim_{\alpha \rightarrow 1} F(\alpha) = 1/8$ die Hagen-Poiseuilleschen Gleichungen

$$u_H(r) = \hat{u} \cdot [1 - (r/R)^2] , \quad (7a)$$

$$Q_H = \hat{u} \cdot \pi R^2 \rho_0 / 2 . \quad (7b)$$

Eliminieren wir mit Hilfe von Gl. (6) $\hat{u}$ in Gl. (4), so ergibt sich die Strömungsgeschwindigkeit auf der Achse zu

$$u(o) = \frac{2Q}{\pi R^2 \rho_o} \cdot G(\alpha) \quad (8a)$$

$$G(\alpha) = \frac{(\alpha^2 - 1)}{4} \cdot \left[1 - \frac{\ln \alpha}{(\alpha - 1)} \right] \quad (8b)$$

mit $\lim_{\alpha \rightarrow 1} G(\alpha) = 1.$

Für die interessierenden Daten $Q_A/\rho_o = 1,47 \text{ l/min}$, $R = 0,35 \text{ cm}$, $\alpha^2 = 12 \text{ 000 } ^\circ\text{K}/300 ^\circ\text{K} = 40$ erhalten wir

$$u(o) = 20 \text{ m/s} \quad (8c)$$

Diese Geschwindigkeit ist 15 mal höher als der Hagen-Poiseuillesche Wert, der sich für den Transport der gleichen Gasmenge bei konstanter Temperatur T_o ergeben würde.

Nachträglich überzeugen wir uns an Hand der Reynoldszahl

$$Re = \rho \cdot R \cdot u / \eta = \frac{R \rho_o \cdot u(o)}{\eta_o \cdot \alpha^{3/2}} = 370 \quad (9)$$

von der Laminarität der Strömung. Erst für $Re > 1200$ ist mit Turbulenz zu rechnen.

Abschließend stellen wir fest, daß die durch die Strömung verursachte Dopplerverschiebung

$$\Delta \lambda_D = - \lambda_o \cdot u(o) / c \quad (10a)$$

völlig vernachlässigbar ist. Für $Ly-\alpha$ beträgt die Verschiebung nur $\Delta \lambda_D = + 0,8 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$.

IV 2. Stationäre Verteilung des Wasserstoffs

Wir fragen nun nach der Gleichgewichtsverteilung des Wasserstoffs bei konstantem H_2 -Zusatz. Wie schon im vorigen Abschnitt, so ist auch hier ohne starke Idealisierung kein Durchkommen:

a) Wieder betrachten wir den Plasmakanal als ein glattes Rohr unendlicher Länge, doch ströme an der Stelle $z = 0$ zusätzlich Wasserstoff ein. Dieser Zusatz möge durch eine Quellfunktion $f(\vec{r})$ beschrieben werden.

b) Der Zufluß ist so gering, daß die Störung des ursprünglichen Strömungsprofils vernachlässigbar ist.

c) Wir vernachlässigen Dissoziation und Ionisation und nehmen außerdem an, daß die H_2 -Moleküle vom Argonstrom mitgeführt werden, jedoch gegen die Strömung diffundieren können.

Unter diesen Annahmen gilt für die Wasserstoffkonzentration $N(r, z)$ die Kontinuitätsgleichung in der Form

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\nabla \cdot (\vec{\Gamma}_T + \vec{\Gamma}_D) + f(\vec{r}) \quad (11a)$$

mit einem Teilchenstrom in z -Richtung

$$\vec{\Gamma}_T = \vec{u} \cdot N = u(r) \cdot N \cdot \hat{e}_z \quad (11b)$$

und einem Diffusionsstrom

$$\vec{\Gamma}_D = -D(r) \cdot \nabla N \quad (11c)$$

Die Diffusionskonstante D hat über die Temperatur eine radiale Abhängigkeit gemäß [21]

$$D(r) \sim T(r)^{3/2} \quad (11d)$$

Für den stationären Fall $\frac{\partial N}{\partial t} = 0$ lautet Gl. (11) in Zylinderkoordinaten

$$0 = u(r) \cdot \frac{\partial N}{\partial z} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} [r \cdot D(r) \cdot \frac{\partial N}{\partial r}] - D(r) \cdot \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + \frac{Q_H}{2\pi r} \cdot \delta(r-R) \cdot \delta(z) \quad (12)$$

Der letzte Term ist die durch δ -Funktionen (Zufluß vom Rand $r = R$ an der Stelle $z = 0$) idealisierte Quellfunktion. Wir versuchen eine Trennung der Variablen mit dem Ansatz $N=R(r) \cdot Z(z)$ vorzunehmen. Es ergibt sich für den homogenen Teil ($Q_H = 0$) der Gl. (12)

$$\frac{\gamma(r) \cdot \frac{\partial Z}{\partial z} - \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2}}{Z} = \frac{\frac{\partial}{\partial r} (r \cdot D \frac{\partial R}{\partial r})}{r \cdot D \cdot R} \quad (13a)$$

Wir sehen, daß die Separation der Gl. (13a) durch die radiale Abhängigkeit der Funktion

$$\gamma(r) = u(r)/D(r) \quad (13b)$$

zunichte gemacht wird. Die Funktion γ , die wir als Transportfunktion bezeichnen wollen, nimmt großen Einfluß auf die Lösung. Ist γ sehr groß, so werden die Teilchen von der Strömung mitgeführt, während bei kleinen Werten die Verteilung der Teilchen diffusionsbestimmt ist. Die Abb. 4 zeigt den relativen Verlauf der Transportfunktion nach Gl. (1), (3) und (11d) für verschiedene Werte des Parameters $\alpha = [T(0)/T(R)]^{1/2}$ (hier $\alpha = 6,4$). Mit zunehmendem α steilen sich die Funktionen zum Rand hin stark auf, und die Randschicht, in der die Diffusion in z -Richtung fast ungehindert fortschreiten kann, wird praktisch wirkungslos. In großer Entfernung von der Einlaßstelle können wir daher damit rechnen, daß für $\alpha < 2$ die Teilchen vom Rand her zur Achse diffundieren, für $\alpha > 4$ die Diffusion dagegen vorzugsweise über die Bogenachse erfolgt. Wir beschränken uns nun auf den zweiten Fall und bemerken, daß unter Vernachlässigung der geringen Diffusion in der Randzone ($r/R > 0,7$) γ im verbleibenden Bereich nur schwach variiert und durch die Konstante $\gamma(0)$ angenähert werden kann. Unter dieser Annahme wird die Gl. (13) separierbar, und wir können für $|z| \gg 1/\gamma(0)$ eine von z unabhängige Radialverteilung der Konzentration erwarten. Trotz allem erhalten wir für die Radialverteilung $R(r)$ eine komplizierte Differentialgleichung (nur für $D = \text{const.}$ ergibt

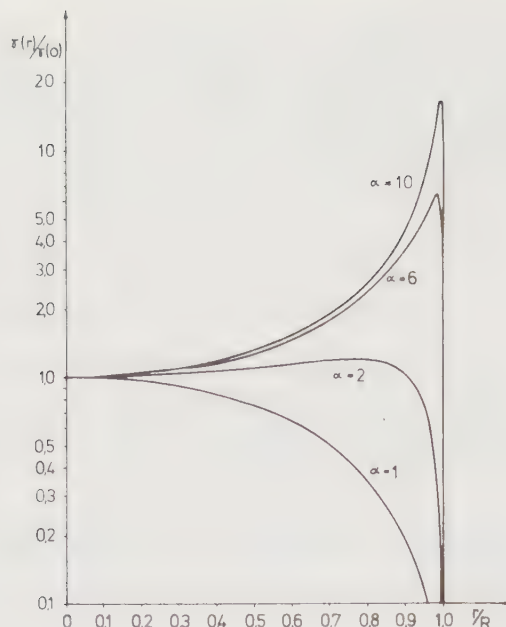


Abb. 4: Radialer Verlauf des Transportkoeffizienten in Abhängigkeit des Parameters $\alpha = \sqrt{T(0)/T(R)}$.

sich eine Besselsche Dgl.), mit der wir uns nicht weiter befassen wollen. Die vorangehenden Betrachtungen geben uns jedoch Grund, auch der eindimensionalen Form der Gl. (11)

$$0 = u \cdot \frac{dN}{dz} - D \cdot \frac{d^2 N}{dz^2} + Q_H \cdot \delta(z) \quad (14)$$

eine physikalische Relevanz beizumessen, wenn wir alle Größen auf die Achse beziehen. Die Lösung der Gleichung (14) ergibt sich sofort zu

$$N(z) = \begin{cases} \frac{Q_H}{u} & \text{für } z \geq 0 \\ \frac{Q_H}{u} \cdot \exp(\gamma \cdot z) & \text{für } z < 0 \end{cases} \quad (15)$$

Nach Rieder [21] berechnet sich die Diffusionskonstante aus

$$D = (8k^3/9\pi M)^{1/2} \cdot T^{3/2} \sigma^{-1} p^{-1} \quad (16)$$

Setzen wir hier $p = 1 \text{ atm}$, $T = 12\,000 \text{ }^\circ\text{K}$, $M = M_H$, $u = 20 \text{ m/s}$ und für den unbekannten Wirkungsquerschnitt $\sigma = \sigma_{A-H} \approx 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ (nach [21] ist $\sigma_{A-A} = 7,1 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ und $\sigma_{H_2-H_2} = 4,6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$) ein, so erhalten wir

$$D = 1200 \text{ cm}^2/\text{s} \text{ und } \zeta_{\text{theor}} = 1/\gamma(0) = 0,8 \text{ cm} . (17)$$

Da die aus zahlreichen Vereinfachungen hervorgehende Gl. (15), ebenso wie der Wert für ζ_{theor} möglicherweise mit einem erheblichen Fehler behaftet ist, werden auch experimentelle Untersuchungen hierzu vorgenommen. Dazu wird ein zweiter Kaskadenbogen mit Seitenfenstern aber sonst identischer Bauart benutzt. Die Fenster erlauben eine seitliche Betrachtung des Plasmas zwischen acht benachbarten Kupferscheiben. Von den sieben Beobachtungsstellen liegt die erste bei $z = 0,85 \text{ cm}$, die zweite an der H_2 -Zuführungsstelle $z = 0$ und die restlichen bei negativen z -Werten (die Strömung erfolgt in $+z$ -Richtung). Mit einem Linsensystem wird nun der gesamte Meßbereich verkleinert auf den Eingangsspalt eines Spektrografen abgebildet, und ein weiterer Spalt ermöglicht das intensitätsgetreue Ausblenden der Einzelmeßstellen. Durch Translation des Kaskadenbogens werden so bei zwei verschiedenen H_2 -Zusätzen Intensitäten der Linie H_α über den Bogenkanal aufgenommen. Aus Intensitätsgründen müssen allerdings die Wasserstoffzusätze ($0,4 \text{ l/h}$ und 1 l/h) wesentlich höher als bei end-on Messungen im VUV-Bereich sein, so daß eine überdurchschnittlich große Störung besonders im Bereich $z \approx 0$ in Kauf genommen werden muß. Ohne weiter ins Detail zu gehen, teilen wir die Ergebnisse dieser Messungen mit: Von der Meßstelle 3 ($z = -0,85 \text{ cm}$) ab beobachten wir einen exponentiellen Abfall bei gleichem radialen Verlauf der Intensität mit einer Abfallkonstanten $\zeta_{\text{exp}} = (0,8 \pm 0,05) \text{ cm}$. Dagegen zeigt sich bei den beiden ersten Meßstellen zwar ein Abknicken der Kurven, doch wird eine Sättigung entsprechend Gl. (15) noch nicht erreicht. Zudem unterscheiden sich in diesen beiden Punkten, wie erwartet, die Kurven, indem die Kurve für den niedrigeren Zusatz schneller in die Sättigung überzugehen scheint.

Die Übereinstimmung zwischen ζ_{theor} und ζ_{exp} ist verblüffend und zu einem gewissen Grad wohl auch zufällig, doch scheint Gl. (15) die Verhältnisse generell richtig zu beschreiben. Sind $a = 3,5 \text{ cm}$ und $b = 11,5 \text{ cm}$ die Weglängen vom Einlaß bis zur Anode bzw. Kathode, so ist die Wasserstoffkonzentration

im Anodenraum um den Faktor $\exp(-a/\zeta) = 0,01$ kleiner als auf der Strecke b. Eine erhebliche Temperaturerniedrigung ist - bei einem auf 0,3 cm verkleinerten Kanaldurchmesser - auf einer Strecke von etwa 1 cm innerhalb der Anode zu erwarten. Atome in dieser Zone absorbieren die einfallende Strahlung mit sehr schmaler Linienbreite. Der Bruchteil, der - aus der schon auf 1 % reduzierten Konzentration - in diesen Bereich eindiffundierenden Wasserstoffatome ist wegen der starken Inhomogenitäten sehr schwer abzuschätzen, doch beträgt er höchstens 0,1, wie sich aus den end-on Messungen von Ly- α folgern läßt.

IV 3. Strahlungstransportprobleme

In vielen Laborplasmen spielen Strahlungstransport-Vorgänge im VUV-Bereich eine wichtige Rolle. Der Grund hierfür liegt einerseits in der hohen Besetzungswahrscheinlichkeit von Grundzustand und erstem angeregten Zustand mit einer Energiedifferenz von ungefähr 10 eV bei den meisten Atomen, andererseits sind die entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten sehr groß. Ein Kriterium, ob Strahlungstransportphänomene berücksichtigt werden müssen, liefert die optische Weglänge

$$\tau_0 = \int_0^1 \kappa(z) dz \quad (18)$$

als Integral des Absorptionskoeffizienten über die Weglänge 1. Falls $\tau_0 \ll 1$, verläßt ein einmal emittiertes Photon die Strahlungsquelle mit vernachlässigbarer Wahrscheinlichkeit für Absorption und möglicherweise sich anschließender Reemission. Für $\tau_0 \gg 1$ dagegen sind diese Erscheinungen die Regel und nehmen Einfluß auf das Austrittsspektrum. Im allgemeinen sind die Strahlungstransport-Phänomene infolge der verschiedensten Streu- und Absorptionsmechanismen außerordentlich verwickelt. In unserem Fall sind jedoch einige Vereinfachungen zulässig, da τ_0 lediglich in den Linienzentren von der Größenordnung 1 wird. Um Aufschluß über die am Linienprofil vorzunehmenden Korrekturen zu erhalten, betrachten wir die eindimensionale Strahlungstransport-Gleichung

$$\frac{dI_v}{dz} = -\kappa_v \cdot I_v + \epsilon_v \quad (19)$$

Unter der Annahme des lokalen thermodynamischen Gleichgewichtes gelten zusätzlich die Gln. (III15) und (III16). Für eine Temperatur von 12 000 °K nimmt die Kirchhoff-Planck-funktion ihr Maximum bei $\lambda = 2\,400\text{ \AA}$ an. Im interessierenden Bereich $\lambda < 1\,300\text{ \AA}$ gilt dann wegen $\exp(h\nu/kT) \approx 2 \cdot 10^4$ die Wiensche Näherung

$$B_v(T) = 2h\nu^3 c^{-2} \cdot \exp(-h\nu/kT) \text{ bzw.} \quad (20)$$

$$B_\lambda(T) = c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot \exp(-c_2/\lambda T)$$

mit $c_2 = 1,438\text{ cm Grad}$, $c_1 = 1,1909 \cdot 10^{-12}\text{ Watt cm}^2/\text{sterad}$, der die Vernachlässigung der induzierten Emission zugrunde liegt. Der Absorptionskoeffizient ist temperatur-, frequenz- und ortsabhängig. Er setzt sich aus dem Linienprofil $L(\nu)$ und dem kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten des Argons $K_A(\nu)$ gemäß

$$\kappa_\nu(z) = \kappa_A + \kappa_H = K_A(\nu, T) \cdot N_A(T) + \sigma_{nm} \cdot L(\nu, N_e) \cdot N_H(T, z) \quad (21)$$

zusammen. σ_{nm} ist der integrale Absorptionswirkungsquerschnitt des Wasserstoffs, für den die Ladenburgbeziehung

$$\frac{1}{N_H} \cdot \int_{\text{Linie}} \kappa_H(\nu) d\nu = \frac{\pi e^2}{m_e c} \cdot f_{nm} = \sigma_{nm} \quad (22)$$

gültig ist. Das Linienprofil ist im wesentlichen eine Funktion der Elektronendichte; die schwache Temperaturabhängigkeit kann im allgemeinen vernachlässigt werden. Die Funktion K_A denken wir uns als langsam veränderlich in der Frequenz vorgegeben. N_H ist die Teilchenzahldichte im Grundzustand $n = 1$, die hier mit der Gesamtteilchenzahldichte gleichgesetzt werden darf. Im Sinne des vorigen Abschnitts besitzt N_H eine

explizite z -Abhängigkeit. Darüberhinaus kann in κ auch über Inhomogenitäten in der Temperatur und der Elektronendichte eine implizite z -Abhängigkeit auftreten. Mit $I(0) = 0$ hat die Gleichung (19) die formale Lösung

$$I_{\nu} = e^{-\tau_0} \int_0^{\tau_0} B(\tau) \cdot e^{\tau} d\tau ; \tau = \tau_{\nu}(z) = \int_0^z \kappa_{\nu}(z') dz' . \quad (24)$$

Bevor wir uns näher mit dieser Gleichung befassen, ist zunächst zu überprüfen, ob die Beschränkung auf eine Dimension in Gl. (19) gerechtfertigt ist. Dazu müssen wir fordern, daß die Strahlung aus den ausgeblendeten Gebieten nicht das Linienprofil auf der Achse verfälscht. Zwei Bedenken sind hierzu geäußert worden: Voslamber [22] verweist in diesem Zusammenhang auf einen Nicht-LTE-Effekt. Danach könnte die Absorption der weniger verbreiterten Randstrahlung zu einer Überhöhung der zentralen Komponente bei $\text{Ly-}\alpha$ führen. Es ist hier jedoch auf Kap. II4. zu verweisen, wonach die wesentliche Zeit $\tilde{\tau}$, das ist die Zeit während der das Atom empfindlich gegen Störungen ist, durch die Relation

$$\tilde{\tau} \approx \begin{cases} |\Delta\omega|^{-1} & \text{für } |\Delta\omega| \geq 1/\tau \\ \tau & \text{für } |\Delta\omega| < 1/\tau \end{cases} \quad (25)$$

bestimmt wird, wenn τ die effektive Lebensdauer des Niveaus ist. Das bedeutet aber, daß - unter Vernachlässigung der induzierten Emission - keineswegs ein Photon der Frequenz ν_0 emittiert werden muß, wenn zuvor ein solches absorbiert wurde. Vielmehr geht während der großen Zeitspanne τ die Korrelation zwischen Anfangs- und Endzustand völlig verloren, und es wird ein Photon mit einer Frequenz ν entsprechend der Wahrscheinlichkeit $L(\nu)$ emittiert. Deshalb sollten Nicht-LTE-Effekte auf die Form des Linienprofils keinen Einfluß nehmen. Eine merkliche Korrelation erwarten wir dagegen in den quasistatischen Linienflügeln, die mit $|\Delta\omega| \rightarrow \infty$ in eine streng

kohärente Streuung übergeht. Damit sind wir aber schon beim zweiten Einwand, wonach eine Ablenkung der achsenparallelen Strahlen infolge der radialen Abhängigkeit des Brechungsindex $\hat{n}$ zu beachten ist. Der Brechungsindex ist indes eine makroskopische Größe, die nichts anderes als die mikroskopischen Vorgänge der Absorption und Reemission von Quanten beschreibt. Auf Grund unserer vorangehenden Überlegungen ist daher nur mit kohärenter Ablenkung bei vernachlässigbarer Absorption in den Linienflügeln zu rechnen. Dort haben wir für den Brechungsindex die asymptotische Formel

$$\hat{n}^2 = 1 + \frac{4\pi e^2 \cdot N_H}{m_e} \cdot \frac{f_o}{\omega_o^2 - \omega^2}, \text{ falls } |\hat{n}-1| \ll 1. \quad (26)$$

Die Ablenkung weist in Richtung zunehmenden Brechungsindex und berechnet sich für kleine Ablenkwinkel $\Delta\varphi$ näherungsweise zu

$$\Delta\varphi = \frac{d\hat{n}}{dr} \cdot \Delta z. \quad (27)$$

Setzen wir hierin Gl. (26) ein, so ergibt sich

$$\Delta\varphi = \frac{e^2 f_o \cdot \lambda_o^2}{m_e \cdot 2\pi \cdot c^2} \cdot \frac{\Delta z}{1 - (\lambda_o/\lambda)^2} \cdot \frac{dN_H(r)}{dr}. \quad (28a)$$

Wegen $dN_H/dr \geq 0$ erwarten wir für den roten Flügel der Linien eine Ablenkung zum Rand hin, dagegen sollte der blaue Flügel zur Bogenachse abgelenkt werden. Damit wird eine Asymmetrie unter Anhebung des blauen Flügels vorgetäuscht. Wir schätzen mit Hilfe von $N_H(r) = N_H(0) \cdot T(0)/T(r)$ und Gl. (1) den Ablenkwinkel ab. Für $r/R = 0,5$, $\Delta z = 10 \text{ cm}$, $\lambda_o = 10^3 \text{ \AA}$, $f_o = 0,5$ bekommen wir

$$\Delta\varphi = 0,5 \cdot 10^{-19} \cdot \frac{N_H(0)/\text{cm}^{-3}}{\Delta\lambda/\text{\AA}} \text{ rad}. \quad (28b)$$

Da $N_H(0) \leq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, ergibt sich selbst für $|\Delta\lambda| = 0,1 \text{ \AA}$ eine Ablenkung von weniger als 1 mrad. Etwas größere Ablenkwinkel

ergeben sich für die Ablenkung der Ly- β Photonen an den Argonatomen. Hier beziehen wir uns auf die AI-Resonanzlinie 1048 Å. Mit $N_A(0) = 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und $|\Delta\lambda| \approx 20 \text{ Å}$ erhalten wir eine über das Profil von Ly- β konstante Ablenkung von etwa 2 mrad. Diese Werte sind vernachlässigbar klein und können zudem als obere Grenzwerte angesehen werden, da einerseits Gl. (26) in der Nähe der Resonanzstelle zu große Werte angibt und zum anderen das wirkliche Temperaturprofil nach Ausweis der in [23] wiedergegebenen Messungen für $r/R < 0,7$ flacher als nach Gl. (1) verläuft. Im übrigen ist natürlich zu beachten, daß mit abnehmender Temperatur die Intensität annähernd proportional zu $\exp(-10 \Delta T/T)$ abfällt. All dies spricht dafür, daß weder die Ablenkung noch die Absorption der Randstrahlung einen nachweisbaren Einfluß auf das end-on beobachtete Linienprofil nehmen.

Nicht auszuschließen sind allerdings geringfügige Abweichungen vom LTE von einer Linie zur anderen. In diesem Falle ist in Gl. (24) die Kirchhoff-Planckfunktion durch eine wie folgt definierte Quellfunktion

$$S_\nu \equiv \epsilon_\nu / \kappa_\nu = \frac{2h\nu_{nm}^3}{c^2} \left[\frac{g_m N_n}{g_n N_m} - 1 \right]^{-1} \approx \frac{2h\nu_{nm}^3}{c^2} \cdot \frac{g_n N_m}{g_m N_n} \quad (29)$$

zu ersetzen. Unter LTE-Bedingungen ist der letzte Quotient in dieser Gleichung mit dem Boltzmannfaktor $\exp(-h\nu/kT)$ in Gl. (20) identisch. Messen wir nun an zwei Linien der gleichen Serie, etwa bei Ly- α und Ly- β , die Quellstärke, so liefert uns das Verhältnis

$$\frac{S_\alpha}{S_\beta} = \left(\frac{\nu_\alpha}{\nu_\beta} \right)^3 \cdot \frac{g_3 N_2}{g_2 N_3} \quad (30)$$

auch bei Abweichungen vom LTE das Verhältnis der wirklichen Besetzungszahlen der Niveaus. Auf Grund der Frequenzabhängigkeit der Meßapparatur können wir aber diesen Quotienten nicht unmittelbar bestimmen. Ist $a(\nu)$ die entsprechende Apparatfunktion, so ist das Meßsignal $S_M(\nu) = S(\nu) \cdot a(\nu)$. Die gleiche Apparate-

funktion gilt aber bei linearer Intensitätsanzeige für alle gemessenen Intensitäten $I_M(\nu) = I(\nu) \cdot a(\nu)$, so daß die Quotienten $I_M/S_M = I/S$ unabhängig von der Nachweiswahrscheinlichkeit der Apparatur werden. Wie sich im einzelnen noch in Kap. VII. zeigen wird, sind wir damit in der Lage, auch bei LTE-Abweichungen die Normierung einer Linie durch eine andere gleicher Serie und die richtigen Korrekturen bei einsetzender optischer Dicke vorzunehmen.

Wir wenden uns nun wieder der Gleichung (24) zu, ersetzen B_ν durch S_ν und betrachten verschiedene Spezialfälle:

Fall a)

Für eine homogene Schicht der Länge l erhalten wir mit

$$S_\nu = S_\nu(T) = \text{const. und } \kappa = \kappa_\nu$$

$$I_\nu = S_\nu \cdot (1 - e^{-\tau_0}) ; \tau_0(\nu) = \kappa_\nu \cdot l \quad . \quad (31a)$$

Diese Gleichung hat die bekannten Grenzbeziehungen

$$I_\nu = S_\nu \cdot \kappa_\nu \cdot l = \epsilon_\nu \cdot l \quad \text{für } \tau_0 \ll 1 \text{ (optisch dünn)} \quad (31b)$$

$$I_\nu = S_\nu \approx \text{const.} \quad \text{für } \tau_0 \gg 1 \text{ (optisch dick).}$$

Im optisch dicken Fall stellt sich ein Intensitäts- bzw. Schwarzkörperplateau für ($S_\nu = B_\nu$) ein. Gleichung (31a) läßt sich nach dem Absorptionskoeffizienten auflösen

$$\kappa_\nu = - \frac{1}{l} \cdot \ln(1 - I_\nu/S_\nu(T)) \quad . \quad (31c)$$

Fall b)

Es sei wie unter a) $S_\nu = S_\nu(T)$, aber $N = N_H(z)$, so daß $\kappa = \kappa_\nu(z)$. Dann ergibt sich eine Lösung wie in Gl. (31a), nur ist jetzt

$$\tau_0(\nu) = \int_0^l \kappa_\nu(z) dz \quad . \quad (32a)$$

Mit Hilfe von Gl. (21) erhalten wir dafür

$$\tau_O(\nu) = K(\nu, T) \cdot N_A(T) \cdot l + \sigma_{nm} \cdot L(\nu, T) \cdot \bar{N}_H(T) \cdot l, \quad (32b)$$

worin $\bar{N}_H = 1/l \int_0^l N_H dz$ eine mittlere Wasserstoffkonzentration ist. Setzen wir $N_H = 0$, so erhalten wir die Untergrundintensität I_u zu

$$I_u = S_\nu \cdot (1 - e^{-\tau_u}) ; \quad \tau_u = K(\nu, T) \cdot N_A(T) \cdot l. \quad (32c)$$

Durch Einsetzen ergibt sich schließlich die Gleichung für das Linienprofil in Absorption

$$L(\nu) = \frac{-1}{\sigma_{nm} \cdot \bar{N}_H \cdot l} \cdot \ln \left(\frac{I_\nu - S_\nu}{I_{u\nu} - S_\nu} \right), \quad (32d)$$

welche für $I, I_u \ll S$ in

$$L(\nu) = \frac{I_\nu - I_{u\nu}}{\sigma_{nm} \cdot \bar{N}_H \cdot l \cdot S_\nu} \quad (32e)$$

übergeht.

Fall c)

Wir diskutieren nun den allgemeinen Fall, wo κ auch über $T(z)$ eine implizite z -Abhängigkeit besitzt. Diesmal können wir die Gleichung (24) nicht analytisch integrieren, da nun $S(\tau)$ eine sehr komplizierte Funktion wird. Der Gleichung (24) entnehmen wir aber, daß, falls $\tau_O \gtrsim 1$, auf Grund der exponentiellen Wichtung besonders die Gebiete mit $\tau \lesssim \tau_O$ zur Ausgangsintensität beitragen. Ist schließlich $\tau_O \gg 1$, so beobachtet man praktisch nur die Strahlung der äußeren Randschicht in der Umgebung von $z \lesssim l$. Über die Frequenzabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten kann man somit der Strahlung eine lokale Herkunft zuordnen. Auf diese Weise entstehen Absorptionslinien und die oft zu beobachtende Selbstumkehr in den Linienzentren (vgl. Abb. 7). Infolge eines Temperaturabfalls in der Randschicht wird im Linienkern, wo $\tau_O \gg 1$ gilt, lediglich die

Kirchhoff-Planck- bzw. S-Intensität bei dieser niedrigen Temperatur abgestrahlt. In unserem Experiment ist nun zu beachten, daß mit steigender Wasserstoffkonzentration eine Temperatur- und Elektronendichte-Erhöhung auf der Achse eintritt, die erst bei relativ großen Zusätzen Sättigungscharakter zeigt (Abb. 6). Daraus resultiert eine Verfälschung des Linienprofils, wenn wir die Auswertung nach Gl. (32d) vornehmen; denn mit zunehmender optischer Dicke beobachten wir mehr und mehr Atome aus der in Kap. IV2. behandelten Diffusionszone, die wegen der niedrigeren Elektronendichte und Temperatur in diesem Gebiet weniger stark verbreitert sind und zudem weniger intensiv strahlen. Im optisch dünnen Fall dagegen stammt die Intensität zum überwiegenden Teil von den weitaus zahlreicheren Atomen des zusatzhaltigen Kanalbereichs her. Im relativen Verlauf von $L(\nu)$ kommt es daher zu einer Absenkung des Linienzentrums, die erfahrungsgemäß leicht 10 % - 20 % ausmachen kann.

V Voruntersuchungen

V 1. Plasmadiagnostik

Um einen Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Linienprofilen vornehmen zu können, ist eine unabhängige Bestimmung der Profilparameter erforderlich. Starkverbreiterte Profile sind im wesentlichen von der Elektronendichte abhängig - die Halbwertsbreite der Linien ist annähernd proportional zu $N_e^{2/3}$ - und zeigen eine sehr schwache Abhängigkeit von der Temperatur (Änderung der Debyeabschirmung). Es ist deshalb bei der Elektronendichtebestimmung die höchste Genauigkeit anzustreben, während bei der Temperaturmessung ein Fehler von einigen Prozent praktisch ohne Bedeutung ist.

Um eine von der LTE-Annahme unabhängige Bestimmung der Elektronendichte vorzunehmen, bestimmen wir den Brechungsindex des Plasmas unter Verwendung eines CO_2 -Lasers. Diese Messungen werden in drei Varianten (Phasenverschiebung, Strahlablenkung und Strahlabsorption) side-on an dem schon in Kap. IV 2. erwähnten, zweiten Kaskadenbogen durchgeführt und sind ausführlich in [24] beschrieben, so daß wir uns hier auf die Wiedergabe der Ergebnisse beschränken können. Nachzutragen ist lediglich, daß zur Überprüfung der Unabhängigkeit der Elektronendichte in Achsenrichtung die Messungen auch an verschiedenen Stellen des Bogenkanals über einen Abstand von 7 cm vorgenommen werden. Alle Meßwerte liegen innerhalb des Streubereichs von 4 %. Es wird ferner eine Messung vorgenommen, bei der eine der Isolatorscheiben vom 1,5 mm Dicke durch eine solche von 2,5 mm ersetzt wird. In diesem Fall beobachtet man zwar eine merkliche Verbreiterung des Elektronendichteprofiles, doch bleibt der Wert auf der Achse gleichsam unbeeinflusst von dieser Veränderung. Wir haben daher keinen Anlaß beim wasserstofffreien Kanal außerhalb der Kathoden- und Anodenzone mit einer nennenswerten Inhomogenität in z-Richtung rechnen zu müssen. Elektronendichte-

profile über den Radius und die Elektronendichte auf der Bogenachse in Abhängigkeit vom Wasserstoffzusatz zeigen die aus [24] entnommenen Abbildungen 5 und 6. Bemerkenswert ist das empfindliche Anwachsen der Elektronendichte bei sehr geringem Zusatz. Ähnliche Verhältnisse werden auch bei Zumischung von N_2 und anderen molekularen Gasen, dagegen nicht oder nur sehr schwach bei Edelgasen beobachtet; sie lassen sich durch den Einfluß der Dissoziation auf die Wärmeleitung erklären: Zum Rand des Bogenkanals hin fällt die Temperatur ab, und bei $5\,000 - 2\,000\text{ }^\circ\text{K}$ setzt starke Dissoziation ein, die den Energietransport zur Wand sehr begünstigt. Bei jedem Dissoziationsprozeß wird dem Plasma die Dissoziationsenergie von einigen eV entzogen, die bei Rekombination in der kühlen Randschicht an die Wand abgegeben werden. Als Folge dieser effektiven Kühlung wird der

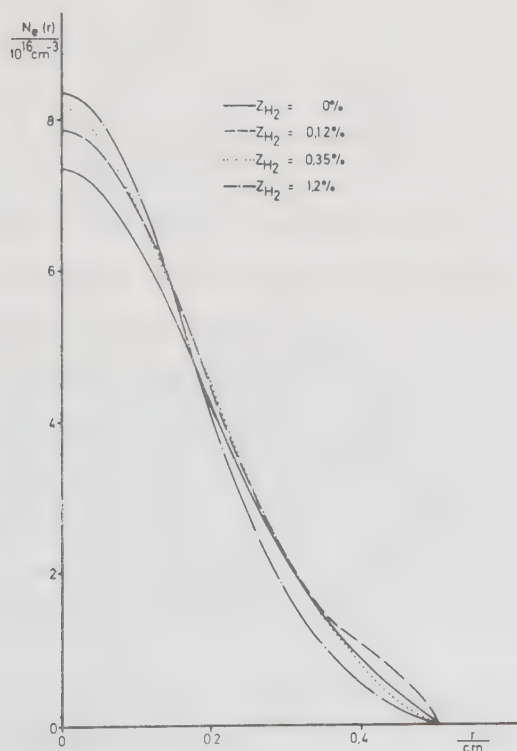


Abb. 5: Radialer Verlauf der Elektronendichte bei verschiedenen Wasserstoffzusätzen (Z_{H_2}).

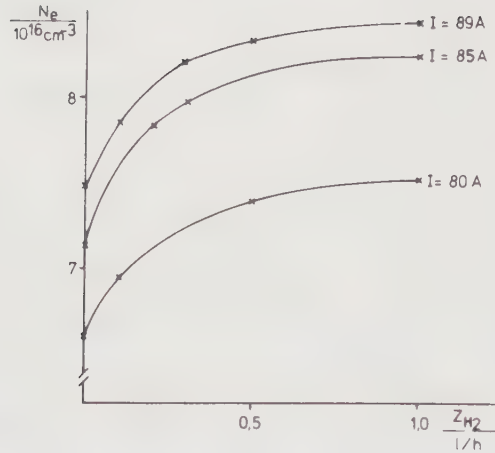


Abb. 6: Elektronendichte auf der Bogenachse als Funktion des Wasserstoffzusatzes bei verschiedenen Stromstärken.

elektrisch leitfähige Plasmakanal im Querschnitt etwas verkleinert. Da aber der Strom konstant gehalten wird, muß die elektrische Leitfähigkeit und damit die Elektronendichte auf der Bogenachse oder die Bogenspannung ansteigen. Sowohl das eine als auch das andere ist zu beobachten. Die Aufsteilung des Elektronendichteprofiles ist aus Abb. 5 ersichtlich. Den verfälschenden Einfluß dieses Effektes auf das Linienprofil haben wir im Kap. IV3. erörtert. Für eine Stromstärke von 89 A, auf die sich alle weiteren Angaben beziehen, erhalten wir beim wasserstofffreien Bogen eine Achsenelektronendichte von $(7,45 \pm 0,3) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Bei einer end-on Beobachtung des Plasmas ist aber mit einem etwas niedrigerem Mittelwert zu rechnen, der sich nach Kap. III durch Integration über den ausgeblendeten Kegelstumpf mit den Radien $R_1 = 0,2 \text{ mm}$, $R_2 = 0,8 \text{ mm}$ ergibt. Diese mittlere Elektronendichte können wir leicht berechnen, wenn wir den radialen Verlauf derselben (Abb. 5) für den achsennahen Bereich durch die Parabel

$$N_e(r) = N_e(0) \cdot (1 - a^2 r^2) ; a^2 R_2^2 = \frac{N_e(0) - N_e(R_2)}{N_e(0)} \quad (1a)$$

approximieren. Es ergibt sich dann aus

$$\bar{N}_e = \frac{1}{V} \cdot \int N_e dV = \frac{\int_0^1 dz \int_0^{R(z)} N_e(r) \cdot 2\pi r dr}{\int_0^1 dz \int_0^{R(z)} 2\pi r dr}, \quad (1b)$$

$$R(z) = R_1 + \frac{R_2 - R_1}{1} \cdot z, \quad (1c)$$

$$\frac{\bar{N}_e}{N_e(0)} = 1 - \frac{3}{10} \cdot a^2 R_2^2 \cdot \frac{1 - (R_1/R_2)^5}{1 - (R_1/R_2)^3} = 0,97. \quad (1d)$$

Wir werden daher für die Linienprofilmessungen eine um 3 % niedrigere Elektronendichte von $N_e = 7,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ zugrundelegen. Verträglich hiermit sind die Werte $7,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $6,7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, die sich aus dem Vergleich der gemessenen Halbwertsbreiten der Balmerlinien H_α (7,9 Å) und H_β (33 Å) mit den Angaben von Wiese et al. [25] (Experimentelle Kurven Fig. 10, 11) ergeben. Aus Intensitätsgründen werden diese Aufnahmen bei vergrößertem Raumwinkel gemacht, was eine Absenkung der mittleren Elektronendichte um 6 % zur Folge hat, die aber durch die gleichzeitige Anhebung der Elektronendichte durch den Wasserstoffzusatz mit 5 % fast vollständig kompensiert wird.

Weniger Aufwand wird - unter Berufung auf die eingangs gemachten Bemerkungen - bei der Temperaturbestimmung getrieben. Hier begnügen wir uns mit Verhältnismessungen von AI zu AII-Linienintensitäten, woraus sich eine Achsentemperatur von $12\,360 \text{ }^\circ\text{K} \pm 160 \text{ }^\circ\text{K}$ ergibt [24]. Berechnen wir hingegen die der Elektronendichte von $7,45 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ entsprechende Saha-temperatur, so erhalten wir $T_S = 12\,180 \text{ }^\circ\text{K}$, während einer Saha-temperatur von $12\,360 \text{ }^\circ\text{K}$ die Elektronendichte $7,96 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ entspräche. Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht in der Größenordnung von 10 % bezüglich der Elektronendichte und der atomaren Populationsverhältnisse sind mithin zwar möglich, doch nicht gesichert. Beim Vergleich zwischen

Theorie und Experiment legen wir den Gleichgewichtswert $T = 12\,200\text{ }^{\circ}\text{K}$ zugrunde, ohne dieser Entscheidung eine besondere Bedeutung beizumessen.

Unter bestimmten, nicht genau bekannten Bedingungen können im Bogenkanal sehr starke Schallwellen angeregt werden. Diese Wellen wurden bei Aufnahme der Experimente bei Stromstärken oberhalb von 80 A festgestellt, verschwanden jedoch nach einer besseren Auslegung der Kathodenkühlung, so daß sie wahrscheinlich durch Turbulenzen im Kathodenraum angeregt wurden. Es ist interessant, die mittels Mikrofon und Oszilloskop gemessene Frequenz von $\nu_S = 5,4\text{ kHz}$ zur Temperaturbestimmung heranzuziehen: Wir schematisieren sehr stark und betrachten den Bogenkanal als Schallrohr der Länge l , welches mit Argon bei der Temperatur $\bar{T}$ unter Atmosphärendruck gefüllt ist. In diesem Rohr mögen axiale Grundschrwingungen angeregt werden, wobei auch das unverschlossene Kathodenende wegen des großen Dichtesprungs von 40:1 als reflektierend angesehen werden muß. Damit gilt

$$l = \lambda/2 \text{ und } \lambda \cdot \nu = c_S = (\gamma_A \cdot \hat{R} \cdot \bar{T} / M_A)^{1/2} . \quad (2)$$

Einsetzen der Werte ($\gamma_A = 1,67$) liefert $\bar{T} = 8\,000\text{ }^{\circ}\text{K}$, was durchaus als mittlerer Temperaturwert betrachtet werden kann.

End-on Messungen haben gegenüber side-on Aufnahmen, die jedoch nur bei vernachlässigbarer Selbstabsorption sinnvoll sind (Entabelungsprobleme), den Nachteil, daß die Inhomogenitäten an den Enden bei der Auswertung nicht berücksichtigt werden können und unter Umständen große Fehler verursachen. Deshalb ist es notwendig, die Temperaturverhältnisse vor der Kathode zu überprüfen. Dazu wird folgendes Verfahren eingeschlagen: Die Wasserstoffzuführung wird aufgezweigt, so daß das Zusatzgas wahlweise an der üblichen Stelle oder zwischen letzter und vorletzter Scheibe, also dicht vor der Kathode, zugesetzt werden

kann. An der letztgenannten Stelle wird jetzt ein Deuterium-Wasserstoffgemisch zugegeben, dessen Zufluß langsam erhöht wird, bis sich mit zunehmender optischer Dicke bei Ly- α ein Intensitätsplateau von etwa $0,5 \text{ \AA}$ Breite ausgebildet hat. Ebenso wird nach Umschalten auf die erste Meßstelle verfahren. Das Verhältnis der Plateauintensitäten ist nach Kap. IV3. gleich dem Verhältnis der Quellfunktionen S_2/S_1 und kann für diese Betrachtungen durch das Verhältnis der Kirchhoff-Planck-funktionen ersetzt werden. Damit haben wir

$$S_2/S_1 = B_2/B_1 = \exp \left[-\frac{h\nu}{kT_2T_1}(T_2-T_1) \right] \approx \exp \left(-\frac{E_2}{kT} \cdot \frac{\Delta T}{T} \right). \quad (3)$$

Mit dem gemessenen Verhältnis $S_2/S_1 = 0,95$ erhalten wir $\Delta T/T = 0,005$. Bei niedrigem Ionisationsgrad liefert die Saha-Gleichung für ein einfach ionisiertes Gas, wie es hier wegen der hohen Ionisierungsenergie von AII (27,6 eV gegenüber 15,8 eV bei AI) vorliegt, die Beziehung

$$N_e \sim T^{1/4} \cdot \exp(-E_{\text{ion}}/2kT), \quad (4)$$

so daß

$$N_{e2}/N_{e1} = (1+\Delta T/T)^{1/4} \cdot (S_2/S_1)^{\frac{E_{\text{ion}}}{2E_2}} \approx (S_2/S_1)^{\frac{15,8}{2 \cdot 10,2}} = 0,96. \quad (5)$$

Im Kathodenraum ist demnach die Achsentemperatur um 0,5 % und die Achsenelektronendichte um 4 % niedriger als im übrigen Meßbereich. Da die Ausdehnung des Kathodenraumes aber nur etwa 1/10 des gesamten Meßbereichs beträgt, sind die Verfälschungen des Linienprofils von der Größenordnung 0,3 % und damit vernachlässigbar. Das Gemisch aus Deuterium und Wasserstoff wurde bei diesen Untersuchungen deshalb verwendet, weil sich damit - bedingt durch den geringen Abstand der Linien $\lambda_{\alpha H} - \lambda_{\alpha D} = 0,3 \text{ \AA}$ - schon bei kleinsten Zusätzen optische Dicke einstellt. Deuterium hat zudem den Vorteil, daß hier die Absorption infolge der Wasserstoffverunreinigung des Bogenkanals (natürliches Isotopenverhältnis $N_D/N_H = 1,5 \cdot 10^{-4}$) - auch ohne das im nächsten Abschnitt beschriebene

Sauberbrennen - wegfällt und daher keine Selbstumkehr im Linienzentrum auftritt. Bei etwas größerem Deuteriumzusatz bildet sich dann doch eine Selbstumkehr aus, die sehr schnell auf 15 % anwächst und sodann gegenüber weiterer Zugabe unempfindlich ist. Dieser Effekt ist eine weitere Bestätigung für die oben besprochene, aufgeprägte Inhomogenität. Vor einer leichtfertigen Verwendung von Deuterium muß jedoch gewarnt werden, da sich die Rückstände nur durch Zerlegen der Apparatur und gründlicher Reinigung der Einzelteile, insbesondere der Gaszuleitungen, wieder vollständig entfernen lassen.

Da das Linienprofil von Ly- α in einem Intervall von etwa 50 Å Breite bestimmt werden soll, ist, vornehmlich zur Beurteilung der Asymmetrie, die Kenntnis der Apparatefunktion $a(\Delta\lambda)$ (vgl. Kap. IV3.) in diesem Bereich erforderlich. Diese kann an drei Punkten bestimmt werden, indem so viel eines Krypton-Wasserstoffgemisches dem Bogen zugesetzt wird, daß sich bei den KrI-Resonanzlinien 1 236 Å, 1 165 Å und bei Ly- α 1 216 Å Intensitätsplateaus ausbilden. Selbst bei LTE-Abweichungen wird man davon ausgehen können, daß der relative Verlauf der Quellfunktion $S(\Delta\lambda)$ in diesem Wellenlängenbereich sehr gut mit dem der Kirchhoff-Planckfunktion nach Gl. (IV20) übereinstimmt. Letztere läßt sich bei Ly- α in einem Intervall von $|\Delta\lambda| \leq 30$ Å bis auf Abweichungen von 0,3 % linearisieren zu

$$B(\Delta\lambda)/B(0) = 1 + m \cdot \Delta\lambda/\lambda_0 \quad . \quad (6a)$$

Die Steigung

$$m = -5 + c_2/T\lambda_0 \approx 5 \quad (6b)$$

ist wegen $\Delta m/m = -2\Delta T/T$ nicht sehr stark von der Temperatur abhängig. Auf Grund von

$$S_M(\Delta\lambda)/S_M(0) = a(\Delta\lambda) \cdot S(\Delta\lambda)/S(0) \quad ; \quad a(0) = 1 \quad (\text{Def.}) \quad (7a)$$

und

$$S(\Delta\lambda)/S(0) = B(\Delta\lambda)/B(0) \quad (7b)$$

erhalten wir die Apparatefunktion aus

$$a(\Delta\lambda) = \frac{S_M(\Delta\lambda)}{S_M(0)} \cdot \frac{B(0)}{B(\Delta\lambda)} \quad (7c)$$

Für die drei oben angeführten Wellenlängen messen wir unter den genannten Bedingungen die gleichen S_M -Werte (mit Abweichungen von etwa 1 %), was als Zufall gewertet werden muß. Wir haben also für die Umgebung von Ly- α

$$S_M(\Delta\lambda) = S_M(0) \quad (8)$$

und mit den Gln. (6) und (7c)

$$a(\Delta\lambda) = B(0)/B(\Delta\lambda) = [1 + 5 \cdot (\Delta\lambda/\lambda_0)]^{-1} \quad (9)$$

Da wir uns bei Ly- β auf einen Meßbereich von $|\Delta\lambda| \leq 3 \text{ \AA}$ beschränken, können wir Gl. (8) auch in diesem Fall als gültig betrachten.

V 2. Das VUV-Spektrum und der Einfluß der Kontinuumsstrahlung

Nach dem Zünden des Bogens wird dieser zunächst einige Stunden bei einer hohen Stromstärke von 120 A und etwas gedrosselter Kühlung betrieben, um die an den Wandungen haftende Feuchtigkeit herauszutreiben. Wird darauf die Stromstärke auf 89 A verringert, so erhält man ein sehr reines Argonspektrum mit schwachen Verunreinigungslinien wie es die Abb. 7a wiedergibt. Gleichzeitig erreicht die Bogen Spannung mit 120 V ein Minimum, während ohne vorangehende Aufheizung 4 - 10 V höhere Spannungen gemessen werden. Im Spektrum weisen die meisten AI-Linien einen starken Absorptionskern auf. An Hand von acht scharf

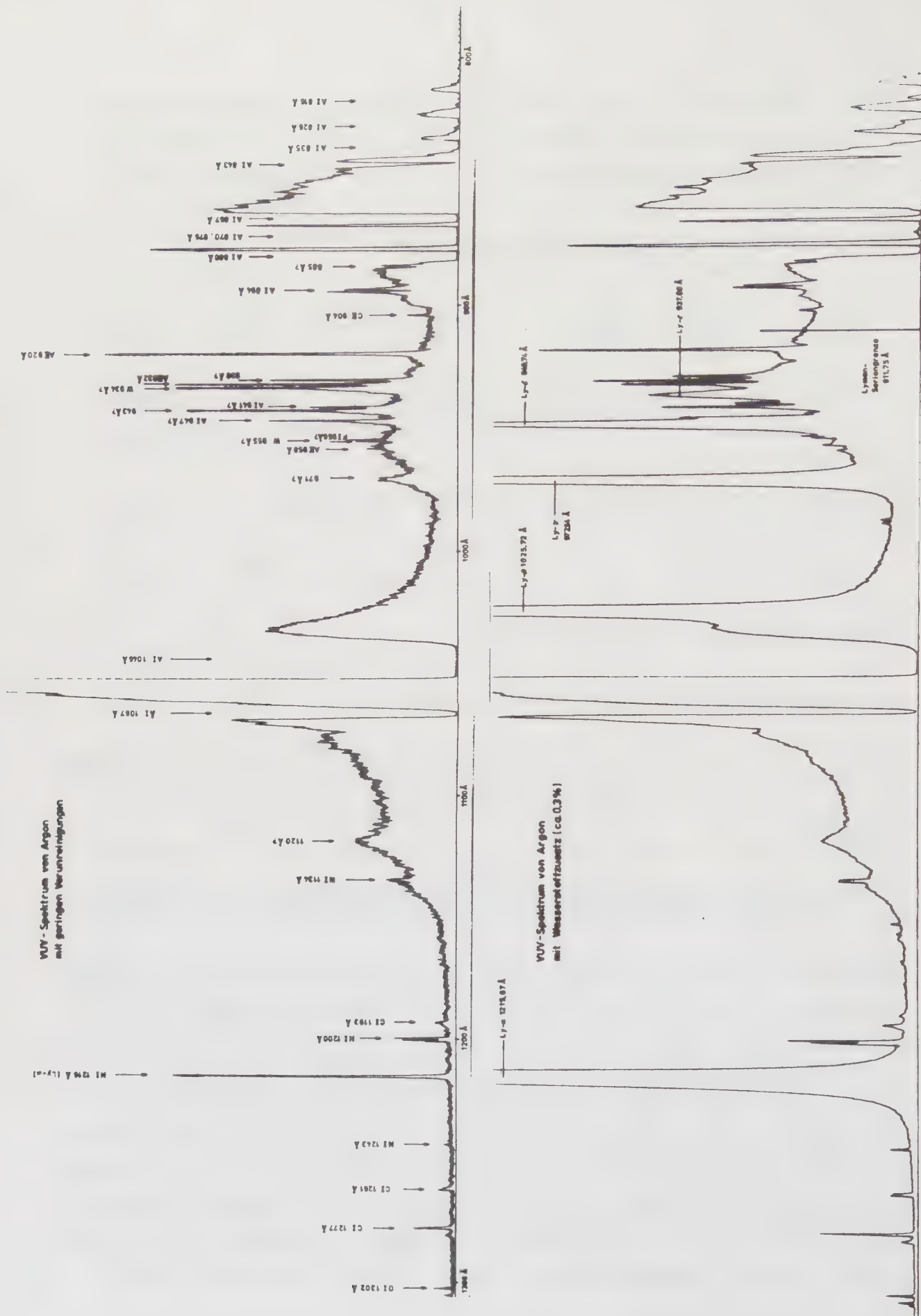


Abb. 7a:

VUV-Spektrum von 800 Å bis 1300 Å (Abszisse = λ , Ordinate = lineare Intensität = I_M). a) ohne Wasserstoffzusatz, b) mit Wasserstoffzusatz (ca. 0,3 %).

Abb. 7b:

ausgebildeten Emissionslinien wird eine Wellenlängeneichung der Apparatur vorgenommen. Durch die Koordinaten wird eine Ausgleichsgerade gelegt, so daß sich eventuelle Druckverschiebungen der Linien von einigen $0,01 \text{ \AA}$ weitgehend herausheben. Die Standardabweichung dieser Geraden beträgt $0,01 \text{ \AA}$. Nach genauer Eichung des Schreibervorschubs kann aus der Steigung der Geraden der Wellenlängenvorschub des Spektrographen bestimmt werden; innerhalb der Fehlergrenze von $0,1 \%$ finden wir die vom Hersteller angegebenen Werte bestätigt. Die in der Abb. 7a mit einem Fragezeichen versehenen Linien ließen sich mit Hilfe des Tabellenwerkes [26] nicht eindeutig identifizieren. Unterhalb der AI-Seriengrenze bei $787 \text{ \AA}$ ist das kühle Argongas im Anodenraum vollständig absorbierend. In den Resonanzlinien AI $1048 \text{ \AA}$ und AI $1066 \text{ \AA}$ weist die Intensität einen Abfall von fast vier Zehnerpotenzen auf. Die verbleibende Restintensität ist trotz unterschiedlicher Stärke der Linien von gleicher Größe und kann daher als Streulicht gedeutet werden. Weiterhin entnehmen wir der Abb. 7a, daß diese Linien einen scharfen Übergang von der Absorption zur Emission aufweisen, was auf ein Absorptionsprofil mit schmalen Linienkern und langsam abfallenden, druckverbreiterten Flügeln hindeutet. Diese Flügel bilden die Untergrundsintensität von Ly- α und Ly- β (Abb. 7b). Frei-frei-Strahlung und Frei-gebunden-Strahlung des Argons sind von geringer Bedeutung, wie folgende Abschätzung zeigt: Wir erhalten unter Bezug auf die von Gosh Roy et al. [27] vermessene ξ -Funktion für den gesamten kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten des Argons

$$\kappa_A^k = \kappa_A^{ff} + \kappa_A^{fg} = 7,39 \cdot 10^8 \cdot \nu^{-3} \cdot N_e \cdot N_i \cdot Z^2 \cdot T^{-1/2}. \quad (10a)$$

$$[1 + (e^{h\nu/kT} - 1) \cdot \xi(\nu, T)]$$

mit

$$Z = 1; \xi(2,5 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}, 12\,000 \text{ }^\circ\text{K}) \approx 1 \cdot 10^{-4} \quad (10b)$$

ergibt sich

$$\kappa_A^k = 5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1} . \quad (10c)$$

Der gemessene Absorptionskoeffizient ergibt sich dagegen zu

$$\kappa_A(1100 \text{ Å}) \approx \frac{I_u}{S \cdot l} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \quad (11a)$$

und bei Ly- α zu

$$\kappa_A(1216 \text{ Å}) \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1} . \quad (11b)$$

Über den Verbreiterungsmechanismus der AI-Resonanzlinien ist wenig bekannt, doch genügt uns hier die empirische Feststellung, daß die Untergrundsintensität bei 1100 Å ungefähr die gleiche Empfindlichkeit gegenüber Temperaturschwankungen wie die Quellfunktion S aufweist. Durch wiederholte Messung von $I_u(1100 \text{ Å})$ kann daher die Konstanz der Apparatur auch zwischen den Profilaufnahmen überprüft werden.

Während die Untergrundintensität des Argons vom Meßsignal abgezogen wird, kann das natürlich mit der Kontinuumsintensität des Wasserstoffs nicht geschehen; um so wichtiger ist es, sich davon zu überzeugen, daß dieser Beitrag vernachlässigbar ist: Diesmal berücksichtigen wir nur die Frei-gebunden-Strahlung, da die Frei-frei-Strahlung einerseits noch intensitätsschwächer, zum anderen aber bei konstanter Elektronendichte ebenfalls unveränderlich und schon im Untergrund enthalten ist. Für die f-g-Strahlung des Wasserstoffs ziehen wir die Gleichung

$$\kappa_H^{fg} = 2,82 \cdot 10^{29} \cdot N_H \cdot \nu^{-3} \cdot \exp(-E_H/kT) \cdot D \quad (12a)$$

$$D = \sum_{n=\hat{n}}^{n'} n^{-3} \cdot e^{E_H/n^2 kT} + \frac{h^2 \cdot kT}{4\pi^2 \cdot m_e \cdot e^4} \cdot (e^{E_H/n' kT} - 1) \quad (12b)$$

heran, die insofern eine Näherung ist, als die Erniedrigung der Ionisationsenergie von $\Delta E = 0,07$ eV [24] gegenüber $E_H = 13,6$ eV und quantenmechanische Feinheiten (Gauntfaktoren 1 gesetzt) vernachlässigt sind. Mit $\hat{n} = 2$ (Balmer- und höhere Kontinua) und $n' = 5$ ergibt sich für $\nu = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$

$$\kappa_H^{fg} = 1 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2 \cdot N_H \quad . \quad (12c)$$

Dieser Wert ist mit dem Linien-Absorptionskoeffizienten von Ly- α zu vergleichen. Wir erhalten nach Gl. (IV21) und (IV22) $\kappa_\alpha(\nu) = 1,1 \cdot 10^{-2} \cdot N_H \cdot L_\alpha(\nu) \text{ cm}^2$. Die normierte Linienprofilfunktion $L(\nu)$ wird gemäß

$$L(\nu) = - \frac{\lambda_0^2}{c} \cdot L(\Delta\lambda) \quad (13)$$

umgerechnet, und für $L(\Delta\lambda)$ setzen wir den zweifachen Asymptotenwert nach Gl. (III13) ein. Es ergibt sich

$$\kappa_\alpha(\Delta\lambda) = 1,2 \cdot 10^{-16} \cdot |\Delta\lambda/\text{\AA}|^{-5/2} \cdot N_H \text{ cm}^2 \quad , \quad (14)$$

so daß

$$\frac{\kappa_H^{fg}}{\kappa_\alpha(\Delta\lambda)} \leq 0,005 \text{ für } |\Delta\lambda| \leq 30 \text{ \AA} \quad , \quad (15)$$

womit der Anteil des H-Kontinuums bis zu 30 $\text{\AA}$ weniger als 0,5 % beträgt.

VI Profilmessungen

VI 1. Ablauf und Auswertung der Messungen

Bei der Vermessung des Linienprofils kommt es uns darauf an, ein großes Wellenlängenintervall zu erfassen, in welchem die Intensität vom Linienzentrum aus um rund sechs Zehnerpotenzen abfällt. Diese Aufgabe kann nicht auf einen Schlag bewältigt werden; vielmehr sind Teilmessungen bei verschiedenen Wasserstoffzusätzen erforderlich, aus denen sich anschließend ein nahezu vollständiges Profil zusammensetzen läßt. Dazu gehen wir folgendermaßen vor: Nach dem Einbrennen des Bogens sind die Restverunreinigungen von der relativen Größenordnung 10^{-6} und beruhen zum größten Teil auf der Unsauberkeit des Argons ($\text{Ar } 99,9997 \%$, $\text{H}_2\text{O} < 1 \text{ ppm}$, $\text{H}_2 < 0,01 \text{ ppm}$). Diese verbleibenden Wasserstoffspuren lassen in den Abb. 7a und 8 $\text{Ly-}\alpha$ als optisch dünne Linie erscheinen, während $\text{Ly-}\beta$ an der Grenze der Nachweisbarkeit liegt. Jetzt wird in der Umgebung beider Linien die Untergrundsintensität I_u in Abständen von $0,5 \text{ \AA}$ bis $5 \text{ \AA}$ und die Untergrundsintensität bei $1100 \text{ \AA}$ sehr genau vermessen. Danach wird der kleinste Wasserstoffzusatz $Q_{\text{H}_2} = 0,007 \text{ l/h}$ zugesetzt (frühere Messungen [10] wurden bei $0,2 - 0,41 \text{ l/h}$ ausgeführt; Boldt et al. verwandten sogar $0,7 - 110 \text{ l/h}$ bei $Q_A = 7,2 \text{ l/min}$). Nach etwa 45 Minuten wird eine Gleichgewichtsverteilung des Wasserstoffs beobachtet, indem die Linienflügelintensität von $\text{Ly-}\alpha$ von nun an konstant bleibt. Es werden jetzt die Profile von $\text{Ly-}\alpha$ und $\text{Ly-}\beta$ schrittweise durchfahren und die Meßwerte ausgestanzt. Danach wird der H_2 -Zufluß auf $0,015 \text{ l/h}$ erhöht und nach Abwarten der Einlaufphase eine erneute Messung an beiden Linien vorgenommen. Schließlich wird noch eine Profilmessung bei $Q_H = 0,1 \text{ l/h}$ zur Bestimmung der $\text{Ly-}\alpha$ Flügel im Bereich $4 \text{ \AA} < |\Delta\lambda| < 20 \text{ \AA}$ durchgeführt, die im Gebiet $4 - 7 \text{ \AA}$ an die ersteren (absolutkalibrierbaren) angepaßt wird. Bei dieser dritten Teilmessung hat sich bei $\text{Ly-}\alpha$ schon deutlich zu beiden Seiten einer zentralen Einsenkung ein Plateau ausgebildet. Die vierte und

fünfte H_2 -Zugabe (0,2 l/h und 0,4 l/h) dienen hauptsächlich dazu, ein solches Intensitätsplateau auch bei $Ly-\beta$ sichtbar zu machen. Damit können die in Kap. IV3 eingeführten Quellstärken $S_{M\alpha}$ und $S_{M\beta}$ gemessen werden. Das Übersichtsspektrum in dieser Situation zeigt Abb. 7b. Aus dem Vergleich mit Abb. 7a ist eine Zunahme der Verunreinigung ersichtlich, die auf den relativ schlechten Reinheitsgrad des im Handel erhältlichen Wasserstoffs zurückzuführen ist. Es ist anzumerken, daß das Verhältnis

$$S_{M\alpha}/S_{M\beta} \approx B_{\alpha}/B_{\beta} \approx \exp (2 \Delta T/T) \quad (1)$$

längst nicht so stark abhängig von dem zu beobachtenden Temperaturanstieg ist wie die Einzelwerte $S_{M\alpha}$ und $S_{M\beta}$. Vor und hinter jeder Teilmessung wird die Untergrundsintensität bei 1100 Å überprüft. Treten bis zum Abschluß der zweiten Teilmessung Schwankungen von mehr als 1 % auf, so wird die Messung verworfen. Ebenfalls werden Bogenstrom und Bogenspannung sehr genau verfolgt. Mit steigendem Wasserstoffzusatz steigt die Bogenspannung von 120 V etwas an: beim zweiten Zusatz beträgt die Zunahme 0,2 V, beim dritten 0,6 V und erreicht beim fünften 2 V; gleichzeitig nimmt I_u (1100 Å) um 4 % zu. Eine Korrektur der S-Werte ist aber nicht erforderlich, da die Absolutwerte nur schwach ins Ergebnis eingehen. Für das Verhältnis erhalten wir aus vier verschiedenen Messungen $S_{M\alpha}/S_{M\beta} = 2,25 \pm 0,02$.

Das auf Lochstreifen gestanzte Datenmaterial wird nun mit einem Computer (Telefunken TR 440) wie folgt ausgewertet:

1. Die Untergrundsdaten werden geglättet und mit einem cubic-spline Verfahren interpoliert. Im Fall von $Ly-\alpha$ genügt für das Intervall $|\Delta\lambda| < 5 \text{ Å}$ auch eine lineare Interpolation. $Ly-\beta$ dagegen liegt auf einer steil abfallenden Flanke (Abb. 7), die sich im Bereich $|\Delta\lambda| < 5 \text{ Å}$ hervorragend durch eine Exponentialfunktion approximieren läßt.

2. Die Bezugswellenlänge λ_0 wird durch Berechnung der Minimumslage einer der zentralen Einsenkung von $(I_M - I_{Mu})$ angepaßten Parabel bestimmt. Der Wert von λ_0 ist so auf etwa $0,01 \text{ \AA}$ festgelegt.
3. Die durch Verunreinigungslinien gestörten Gebiete werden eliminiert, was keine grundsätzlichen Schwierigkeiten bereitet, aber einen Informationsverlust, vornehmlich im blauen Flügel, zur Folge hat.
4. Wir berechnen nun entsprechend der Definition

$$\hat{I}(\Delta\lambda) = - S_M(0) \cdot \ln \left(\frac{1 - I_M(\Delta\lambda)/S_M(0)}{1 - I_{Mu}(\Delta\lambda)/S_M(0)} \right) \quad (2a)$$

modifizierte Intensitäten mit der Eigenschaft

$$\lim_{S_M \rightarrow \infty} \hat{I}(\Delta\lambda) = I_M(\Delta\lambda) - I_{Mu}(\Delta\lambda) \quad (2b)$$

Auf Grund von Gl. (V8) gilt in der Umgebung der Linien

$$I_M(\Delta\lambda)/S_M(0) = I_M(\Delta\lambda)/S_M(\Delta\lambda) = I(\Delta\lambda)/S(\Delta\lambda) \quad (3)$$

Damit ergeben sich nach den Gln. (IV32d) und (V13) die Absorptionsprofile zu

$$L_\alpha(\Delta\lambda) = \frac{c \cdot S_{M\alpha}(0) \cdot \hat{I}_\alpha(\Delta\lambda)}{\lambda_\alpha^2 \cdot \sigma_\alpha \cdot \bar{N}_H \cdot 1} \quad ; \quad (4a)$$

$$L_\beta(\Delta\lambda) = \frac{c \cdot S_{M\beta}(0) \cdot \hat{I}_\beta(\Delta\lambda)}{\lambda_\beta^2 \cdot \sigma_\beta \cdot \bar{N}_H \cdot 1} \quad . \quad (4b)$$

Aus der Normierung der Profile folgt

$$\bar{N}_H \cdot 1 = \frac{c \cdot S_{M\beta}(0)}{\lambda_\beta^2 \cdot \sigma_\beta} \cdot F_\beta \quad ; \quad F_\beta = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{I}_\beta(\Delta\lambda) d\lambda \quad (5)$$

Wir erhalten also

$$L_{\beta}(\Delta\lambda) = \hat{I}_{\beta}(\Delta\lambda)/F_{\beta} \quad (6)$$

und mit Gl. (IV22)

$$L_{\alpha}(\Delta\lambda) = \left(\frac{\lambda_{\beta}}{\lambda_{\alpha}}\right)^2 \cdot \frac{S_{M\alpha}(0)}{S_{M\beta}(0)} \cdot \frac{f_{\beta}}{f_{\alpha}} \cdot \frac{\hat{I}_{\alpha}(\Delta\lambda)}{F_{\beta}} \quad (7)$$

In der Gleichung (7) haben wir die Normierung der nicht direkt normierbaren Funktion L_{α} durch diejenige von L_{β} ausgedrückt. Hierbei kommt uns zugute, daß die Oszillatorstärken des Wasserstoffs $f_{\alpha} = 0,416$ und $f_{\beta} = 0,0791$ genauestens bekannt sind.

5. Das Integral F_{β} wird nach der Simpsonformel berechnet. Um die Streuung der Daten im Linienflügel auszuschalten, wird diese Integration jedoch nur im Intervall $-\Delta\lambda_1 \leq \Delta\lambda \leq \Delta\lambda_2$ mit $\Delta\lambda_{1,2} < 1,5 \text{ \AA}$ ausgeführt. Für den weiteren Verlauf im Linienflügel wird eine der Theorie [7] angepaßte, empirische Asymptotenformel ($\Delta\lambda$ in $\text{\AA}$)

$$\hat{L}_{\text{Asy}}(\Delta\lambda) = 2 \cdot L_{\text{As}}(\Delta\lambda) \cdot (1 - 0,122 \cdot \Delta\lambda^{-2}) \quad (8)$$

mit der Holtsmarkasymptoten L_{As} nach Gl. (II13) verwendet. Damit erhalten wir die Korrekturgrößen ($i = 1, 2$)

$$F_i = \int_{|\Delta\lambda_i|}^{\infty} \hat{L}_{\text{Asy}}(\Delta\lambda) d\lambda = 0,0787 \cdot (1 - 0,052 \cdot \Delta\lambda_i^{-2}) \cdot \Delta\lambda_i^{-3/2} \quad (9a)$$

Wegen

$$F_1 + F_2 + P/F = 1 ; P = \int_{\Delta\lambda_1}^{\Delta\lambda_2} \hat{I}(\Delta\lambda) d\lambda \quad (9b)$$

ergibt sich der exakte Integralwert aus

$$F = P/(1 - F_1 - F_2), \quad (9c)$$

wobei P der numerisch berechnete Integralwert des begrenzten

Intervalls ist. Der Gleichung (9) entnehmen wir, daß für $\Delta\lambda_1 > 1 \text{ \AA}$ eine reine Holtsmarkkorrektur, d. h. Vernachlässigung der Klammerausdrücke in Gl. (8) und (9), ausreichend ist.

6. Es werden die nach den Gln. (6) und (7) berechneten Absorptions-Linienprofile zusammen mit ihren asymptotischen Darstellungen $R(\Delta\lambda)$ nach den Gleichungen (III13) und (III14) von der Rechenanlage geplottet.

Bei früheren Messungen wurde die Renormierung von Ly- α wie auch in [5] über die Integration von H_β -Profilen vorgenommen. Diese Methode ist aber dem hier eingeschlagenen Verfahren weit unterlegen; ein ganzer Katalog von Nachteilen läßt sich aufführen:

- a) Fehler in der Temperaturbestimmung und LTE-Abweichungen in den Besetzungsdichten der Niveaus $n = 2$ und $n = 3$ übertragen sich stark auf das Ergebnis.
- b) Wegen der geringeren Intensität ist ein höherer Wasserstoffzusatz und ein größerer Raumwinkel erforderlich, was nach Kap. VI. sowohl eine höhere Elektronendichte als auch eine Zunahme der Inhomogenität nach sich zieht.
- c) Die Intensität muß mit Hilfe einer Standardstrahlungsquelle absolut kalibriert werden. Wird für diese Eichung eine Wolframbandlampe ($T < 3\,000 \text{ }^\circ\text{K}$) verwendet, so ist aus Intensitätsgründen eine weitere Vergrößerung des Raumwinkels erforderlich. Bei Verwendung eines Kohlebogens ($T \approx 4\,000 \text{ }^\circ\text{K}$) sind dagegen die größeren Ungenauigkeiten dieses Eichnormals in Kauf zu nehmen.
- d) Bedingt durch den höheren Wasserstoffzusatz ist das Profil von Ly- α bis zu einigen $\text{\AA}$ nicht frei von Selbstabsorption, so daß die Absoluteichung nur im fernen Linienflügel vorgenommen werden kann.
- e) Die Apparatur muß - möglichst bei laufendem Bogen - umgerüstet werden: Auswechseln und Neujustieren des Gitters (von 1200 Strichen/mm und Blazewellenlänge $\lambda_B = 1200 \text{ \AA}$ auf 600 Strichen/mm und $\lambda_B = 2000 \text{ \AA}$), Austauschen des CEM's durch einen normalen Photomultiplier, Auswechseln der Blenden.

Auf Grund der Punkte a) bis c) beträgt in diesem Fall der Fehler bei der Renormierung mindestens 10 %. Mit 10 % geben auch Behringer und Ott [11] den absoluten Fehler in ihren Messungen an, den sie ebenfalls auf Ungenauigkeiten bei der Temperaturbestimmung und der Intensitäts-eichung zurückführen. Elton und Griem [6] dagegen führen keine Absolutmessungen durch, sondern passen ihre Meßresul-tate im nahen Linienflügel an die theoretischen Kurven an: ein Verfahren, das natürlich auch leicht Übereinstimmung vortäuschen kann.

VI 2. Diskussion der Ergebnisse

In der Abb. 8 sehen wir im linken Teil des Bildes das Linienprofil von Ly- α in optischer Dünne; die Intensität im Maximum des Emissionsprofils beträgt nur einige Prozent der Quellstärke S_M . Leider kann man aus dieser Aufnahme nur begrenzt Nutzen ziehen, da Doppler- und Apparatebreite jeweils etwa 0,1 Å betragen und damit von gleicher Größe wie die Starkverbreiterung der Linie sind. Versuchsweise wird ein theoretisches Starkprofil auf der Basis von [7] mit Doppler- und Apparateprofil gefaltet (zum Dopplerprofil s. [2], Apparateprofil Kap. VI3.). Es zeigt sich, daß das berechnete Profil eine um 20 % höhere Zentrumsintensität als das gemessene aufweist. Wenn auch der Einfluß der Faltungen mit einer Absenkung des Maximums um einen Faktor 3,5 sehr groß ist, so scheint sich doch auch hier die generelle Tendenz zu bestätigen, wonach die berechneten Profile im Zentrum noch zu viel Struktur zeigen. Kelleher und Wiese [28] haben kürzlich hierzu eingehende experimentelle Untersuchungen an der Balmerlinie H_β durchgeführt (gemessene relative Einsenkung des Zentrums bei Wasserstoff in Argon 20 %, berechnete 40 %), die darauf hindeuten, daß diese Diskrepanz im wesentlichen auf die Vernachlässigung der Ionenbewegung in der Theorie zurückzuführen ist.

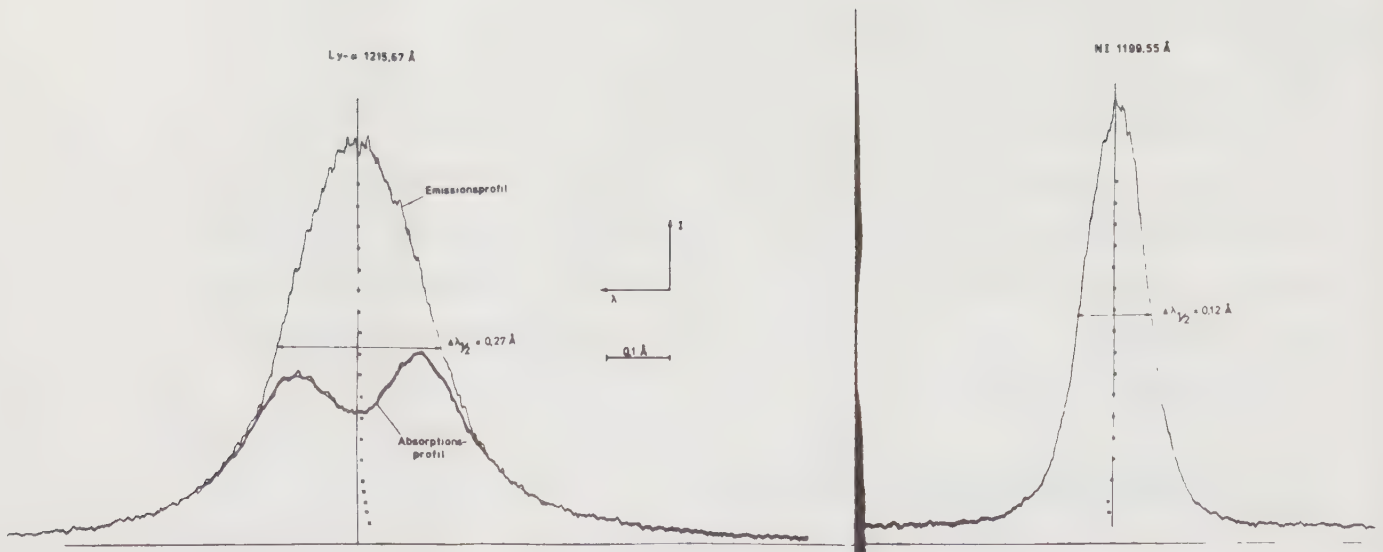


Abb. 8: Links: Lyman- α Emissionsprofil ($\Delta\lambda_{1/2} = 0,27 \text{ \AA}$);
unten mit eingebranntem Absorptionsprofil
einer kalten Schicht.

Rechts: Profil der Linie NI 1199,55 $\text{\AA}$ ($\Delta\lambda_{1/2} = 0,12 \text{ \AA}$)

Um eine mögliche Verschiebung des Linienmaximums im Plasma festzustellen, wird nun der Anodenraum minimal mit Wasserstoff verunreinigt, so daß sich das Absorptionsprofil dieser kühlen Schicht in das Emissionsprofil einbrennt. Durch Übereinanderlegen dieses Profils mit dem vorher aufgenommenen, reinen Emissionsprofil lassen sich sehr kleine Verschiebungen nachweisen. Wir entnehmen der Abb. 8, daß Ly- α keine nennenswerte Verschiebung im Plasma erfährt, wohl aber asymmetrisch wird. Aus mehreren solcher Gegenüberstellungen von Emissions- und Absorptionsprofilen können wir die Verschiebung genauer eingrenzen: Es liegt demnach allenfalls eine Blauverschiebung von $0,015 \text{ \AA}$ im Bereich des Möglichen, also

$$- 0,015 \text{ \AA} \leq \Delta\lambda_{\alpha V} \leq 0 \quad . \quad (10)$$

Auskunft über den Kern des Apparateprofils erteilt uns die Aufnahme der nahebei gelegenen NI-Linie 1199,55 $\text{\AA}$, die in der Abb. 8 rechts zu sehen ist. Die eingezeichneten Kreuzchen sind

die jeweiligen Abszissenmitten. Abgesehen vom etwas verrauschten Maximum ist demnach das Apparateprofil sehr gut symmetrisch. Das vollständige Ly- α Absorptionsprofil der kühleren Schicht mit einer Temperatur von schätzungsweise 2000 - 4000 $^{\circ}\text{K}$ (Dissoziation) ist in der Abb. 9 aufgezeichnet. Hierbei hat sich die Linie in das S -Plateau eingebrannt, welches durch Wasserstoffzugabe in den Bogenkanal erzeugt wurde. Die Halbwertsbreite ist mit 0,18 $\text{\AA}$ gegenüber der im NI-Profil mit 0,12 $\text{\AA}$ vergrößert, da das Massenverhältnis von 14:1 größer als das Temperaturverhältnis von etwa 4:1 ist.

Das asymptotische Verhalten von Ly- α nach Gl. (III13) und Gl. (III14) ist der Abb. 10 zu entnehmen. Die experimentelle Kurve ist aus einer Mittelung über drei Messungen hervorgegangen. Jede Messung setzt sich entsprechend den Ausführungen des vorigen Abschnitts aus mindestens drei Teilmessungen zusammen. Die Korrekturen für optische Dicke nach Gl. (2a) betragen maximal 15 %. Einen Anhaltspunkt für die Streuung der Daten geben die eingezeichneten Fehler-

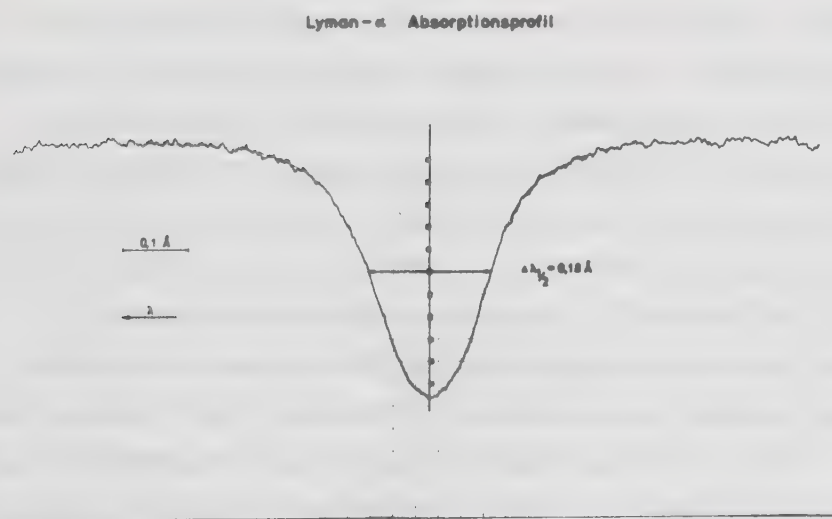


Abb 9: Lyman- α Absorptionsprofil aus kalter Schicht im "Schwarzkörper-Plateau" ($\Delta\lambda_{1/2} = 0,18 \text{\AA}$).

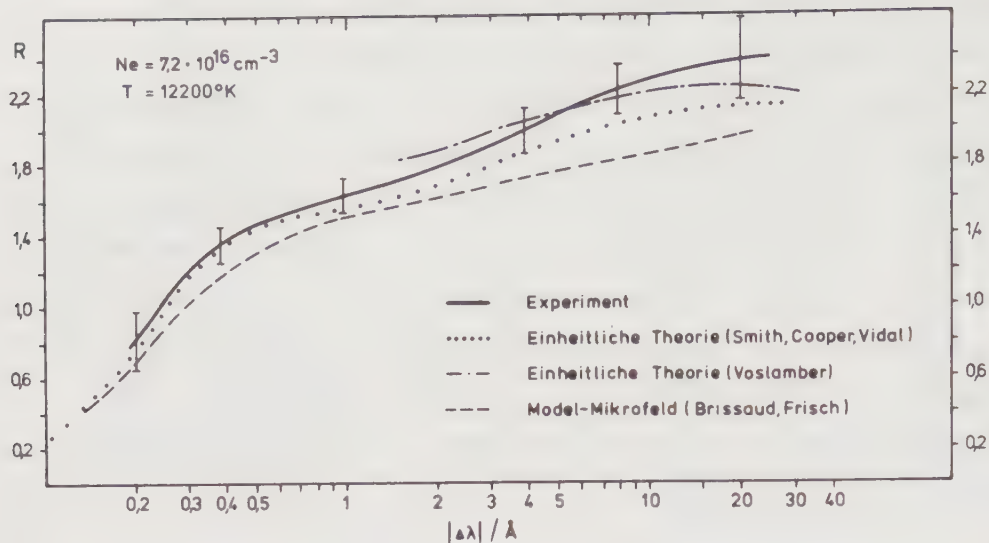


Abb. 10: Asymptotisches Linienprofil von Lyman- α .

balken. Der in Kap. II4. eingeführte Abschirmparameter $y = r_0 / (r_D \sqrt{2})$ beträgt 0,53, und die dort ebenfalls erläuterte Weißkopfgrenze $\Delta\lambda_W$ liegt bei 11 Å. Zum Vergleich sind auch drei theoretische Ergebnisse eingezeichnet. Eine brauchbare Übereinstimmung, insbesondere unterhalb von 1 Å, mit den Rechnungen von Smith et al. [7] ist festzustellen. Bei der Theorie von Voslamber [30] handelt es sich um eine asymptotische Näherung, die hier nur etwa im Bereich von 2 Å bis 30 Å gültig ist. Ihrem inneren Aufbau nach ist diese Theorie sehr ähnlich zu der vorhergenannten. Die eingezeichnete Kurve (I_C^P) wurde aus einer Reihe von Kurven, die sich hinsichtlich der Näherung für den Zeitentwicklungsoperator unterscheiden, als die wahrscheinlich zutreffendste ausgewählt; ihrer Berechnung liegt der in Kap. II2. erwähnte Zeitentwicklungsoperator nach Pfennig [13] und ein Abschneiden bei der Debroglie-Wellenlänge zugrunde. Möglicherweise ergäbe sich für eine nicht asymptotische Theorie auf dieser Grundlage, wozu lediglich eine Faltung mit dem Ionenfeld analog zu Gl. (II11g) erforderlich wäre, eine noch bessere Übereinstimmung mit dem Experiment als nach Smith et al. Zu ähnlichen Ergebnissen, wie die der bisher genannten Autoren, dürfte der Darstellung in [11] nach auch die verbesserte Stoßtheorie nach Kepple und Griem [31] kommen; doch konnten

hierzu weder Rechnungen vorgenommen werden noch waren ausgerechnete Kurven zugänglich. Stark verschieden von diesen drei Näherungen ist der theoretische Ansatz bei Brissaud und Frisch [9], die unter der Annahme einer poissonschen Stoßverteilung eine Modelmikrofeldverteilung ableiten. Diese Theorie liefert ein Ergebnis, das deutlich unterhalb der Meßkurve liegt und sich nur unter Hinzunahme des absoluten Fehlers von etwa 10 % (vgl. Kap. VI3.) mit dieser überlappt. Es ist aber anzumerken, daß nur für die Theorie nach Smith et al. eine Berechnung für die ermittelte Elektronendichte von $7,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ mit Hilfe eines publizierten Computerprogramms [29] durchgeführt werden konnte. In den beiden anderen Fällen wurden die von den Autoren berechneten Kurven zu den von Boldt et al. angegebenen Parametern $N_e = 8,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T = 12\,200 \text{ }^\circ\text{K}$ übernommen. Da es hier aber nur auf das asymptotische Verhalten ankommt, ist der Einfluß der Elektronendichte gering und oberhalb von $1 \text{ \AA}$ sicherlich vernachlässigbar. Diese Bemerkung trifft allerdings nur für die Theorie zu. Bei der asymptotischen Darstellung experimenteller Profile geht ein Fehler in der Elektronendichtebestimmung wegen

$$R_{\text{exp}} = L_{\text{exp}}/L_{\text{As}} \sim \frac{N_e(\text{real})}{N_e(\text{gemessen})} \quad (11)$$

linear ins Ergebnis ein. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist ein rein quasistatisches Profil auf der Basis der in Kap. II4. behandelten Mikrofeldverteilungen nicht eingezeichnet. Hierzu ist lediglich die β -Achse in Abb. 1 mit dem Faktor 0,126 zu multiplizieren. Keine der vier Verteilungsfunktionen aus Abb. 1 zeigt eine brauchbare Übereinstimmung mit dem Meßergebnis, da sie entweder bei $|\Delta\lambda| = 0,6 \text{ \AA}$ viel zu weit über das Meßergebnis hinausschießen ($R = 2,4 - 2,9$) oder sich im äußeren Linienflügel $R = 1$ annähern, was im krassen Widerspruch zur Beobachtung steht.

Bei den Messungen ist es von größter Wichtigkeit, den Einfluß des Apparateprofils im Auge zu behalten. Entscheidend in diesem Zusammenhang sind nicht so sehr die Schlitzweiten, als vielmehr die ausgenutzte Strichzahl des Gitters. Das Dis-

persionsverhalten eines Gitters hat im Idealfall eine Enveloppe, die proportional zu $\Delta\lambda^{-2}$ abfällt. Es liegt auf der Hand, daß es mit einem solchen Instrument nicht möglich ist, einen zu $|\Delta\lambda|^{-5/2}$ proportionalen Intensitätsabfall beliebig weit zu verfolgen. Eine detaillierte Erörterung der hierdurch bedingten Fehler verlegen wir in den nächsten Abschnitt. Experimentell ist nach Abzug des Untergrundes der Einfluß des Apparateprofils recht gut an einem steilen Anstieg der Intensität in den äußeren Linienflügeln ($|\Delta\lambda| > 8 \text{ \AA}$) zu erkennen. Mit steigendem Wasserstoffzusatz verschiebt sich dieser Einsatzzpunkt weiter hinaus bis zu etwa $40 \text{ \AA}$. Bei der in Abb. 10 eingezeichneten Kurve kann davon ausgegangen werden, daß der Einfluß des Apparateprofils kleiner als 5 % ist.

Die Abbildungen 11 und 12 zeigen die beobachtete Asymmetrie derselben Linie. In der ersteren ist die relative Differenz des Linien-Absorptionskoeffizienten über den Wellenlängen-

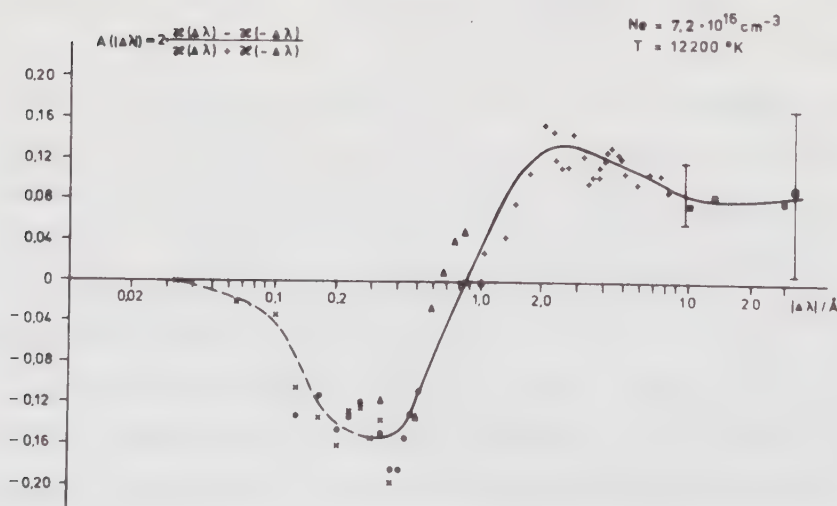


Abb. 11: Asymmetrie des Absorptions-Linienprofils von Lyman- α in der Darstellung $A(|\Delta\lambda|) = L(|\Delta\lambda|) / \bar{L}(|\Delta\lambda|)$.

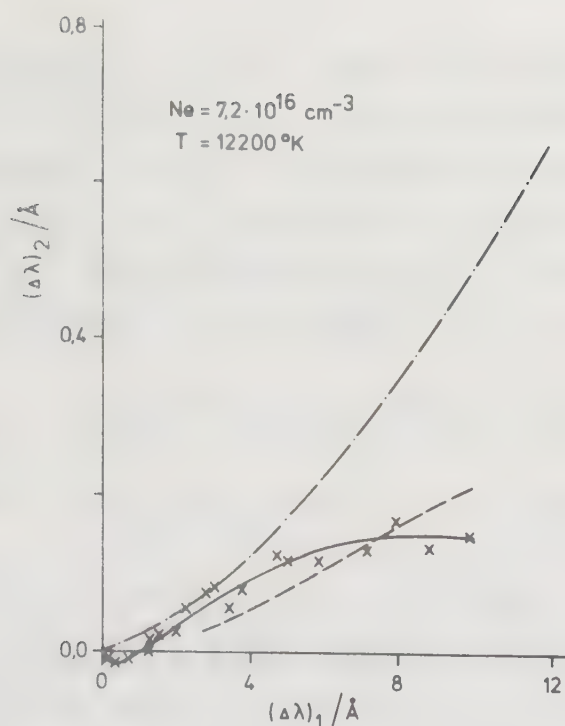


Abb. 12: Lyman- α Asymmetrie im Vergleich mit den Theorien von:
 --- Sholin und --- Bacon; — Experiment (xxx Meßdaten).

abstand zum Absorptionsmaximum

$$A(|\Delta\lambda|) = 2 \cdot \frac{L(\Delta\lambda) - L(-\Delta\lambda)}{L(\Delta\lambda) + L(-\Delta\lambda)} = \Delta L / \bar{L} \quad (12)$$

aufgetragen. Im Zentrum der Linie wird eine höhere Blauintensität von maximal 16 % festgestellt, die sich bei etwa $0,9 \text{ \AA}$ in eine höhere Rotintensität umkehrt und bei $2,5 \text{ \AA}$ ein relatives Maximum annimmt. Im gestrichelten Teil der Kurve ist ein erheblicher Einfluß des Apparateprofils nicht auszuschließen. Leider ist der blaue Flügel im Bereich $-25 \text{ \AA} \leq \Delta\lambda \leq -16 \text{ \AA}$ durch Verunreinigungslinien ziemlich stark gestört, so daß hier eine beachtliche Ungenauigkeit in Kauf genommen werden muß. Ein qualitativ ähnliches Verhalten, was den Wechsel der Asymmetrie betrifft, finden auch Behringer und Ott [11] bei einer Elektronendichte von rund $1,75 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Auch hier beträgt die Asymmetrie etwa 15 %, jedoch tritt der Asymmetrie-Nulldurchgang erst bei $8 \text{ \AA}$ ein, während er nach unserer Messung bei $2 \text{ \AA}$ liegen sollte, vorausgesetzt, das Profil ist lediglich eine Funktion des Parameters

$\alpha = |\Delta\lambda|/F_0$. F_0 ist die in Gl. (II11a) definierte Holtsmarkfeldstärke, die in unserem Fall $240 \text{ esu} = 7200 \text{ V/cm}$ beträgt. Nicht ganz so informativ ist die Meßkurve in Abb. 12, doch erlaubt sie einen Vergleich mit den Theorien von Sholin [19] und den neueren Rechnungen von Bacon [32]. Dargestellt ist hier die Asymmetrie an Hand der Variablen

$$\begin{aligned} (\Delta\lambda)_1 &= \frac{1}{2} (\lambda_R - \lambda_B) = \frac{1}{2} (\Delta\lambda_R + |\Delta\lambda_B|) \quad \text{und} \\ (\Delta\lambda)_2 &= \frac{1}{2} (\lambda_R + \lambda_B) - \lambda_0 = \frac{1}{2} (\Delta\lambda_R - |\Delta\lambda_B|) . \end{aligned} \quad (13)$$

Die Größen λ_R , λ_B bzw. $\Delta\lambda_R = \lambda_R - \lambda_0$, $\Delta\lambda_B = \lambda_B - \lambda_0$ sind die Wellenlängen gleicher Absorptionsstärke auf der roten bzw. blauen Seite der Linie. Abb. 12 gibt uns somit eine virtuelle Verschiebung des Profils an, die bei einem mittleren Abstand $(\Delta\lambda)_1$ gegenüber einer symmetrischen Kurve vorliegen würde. Die in dieser Darstellung stark unterdrückte "Blauasymmetrie" im Linienkern würde demnach durch eine Rotverschiebung des Emissionsmaximums in Abb. 8 um $0,015 \text{ \AA}$ aufgehoben werden, was jedoch mit der früher gemachten Feststellung entsprechend Gl. (10) nicht zu vereinbaren ist. Eine Diskussion, der den beiden Abb. 11 und 12 zugrunde liegenden Asymmetriedarstellungen, überlassen wir dem Anhang, der die in Abb. 11 gewählte Darstellung nicht nur einfacher, sondern auch sinnvoller erscheinen läßt. Einen Hinweis auf eine höhere "Blauintensität" im Linienkern findet man nur in der Arbeit von Bacon, mit dem wir auch sonst am besten übereinstimmen. Sholin und auch Nguyen-Hoe et al. [20] geben lediglich eine höhere "Rotintensität" an. Entsprechend den in Kap. II5. gemachten Ausführungen, ist die Abb. 11 wie folgt zu interpretieren: Im nahen Linienflügel von etwa $0,1 \text{ \AA} - 1 \text{ \AA}$ sind die Elektronen für den Asymmetrieeffekt die wichtigeren Teilchen, da nur sie über die Quadrupolwechselwirkung zu einer Anhebung des blauen Flügels in der Lage sind. Hier ist jedoch zu beachten, daß in diesem Gebiet nach Abb. 1 die Einteilchennäherung

noch nicht gültig ist, da die Stelle des relativen Minimums $|\Delta\lambda| = 0,3 \text{ \AA}$ einem β -Wert von 2,4 entspricht, wenn nur die Seitenkomponenten von Ly- α in Betracht gezogen werden. Die Überlegungen aus Kap. II5., die sich lediglich auf eine Einteilchennäherung beziehen, wären deshalb in diesem Fall sehr in Frage gestellt. Naheliegender ist es dagegen, in der durch Elektronenstoß verbreiterten, zentralen Komponente, in der 2/3 der gesamten Intensität liegen, die Hauptursache für die beobachtete "Blauasymmetrie" zu suchen. Bei größerem Wellenlängenabstand übernehmen dann die Ionen die Führungsrolle, was eine Anhebung des roten Flügels nach sich zieht. Für die Abnahme der Asymmetrie oberhalb von $2,5 \text{ \AA}$ muß in erster Linie der Übergang der Elektronen in den quasistatischen Bereich, schon vor Erreichen der Weißkopfgrenze bei $11 \text{ \AA}$, verantwortlich gemacht werden, da ja nach Aussage der Rechnungen der quadratische Starkeffekt allein den Quadrupoleffekt nicht aufheben kann. - Wie wir jedoch im nächsten Abschnitt im einzelnen sehen werden, ist oberhalb von einigen $\text{\AA}$ auch ein Einfluß des Neutralgases auf das Linienprofil, besonders was dessen Asymmetrie anbetrifft, nicht mit Sicherheit auszuschließen. Ungeachtet dessen behalten die vorausgehenden Folgerungen grundsätzlich ihre Gültigkeit, da diese Störungen bis zu $|\Delta\lambda| \leq 5 \text{ \AA}$ allenfalls 4 % ausmachen.

Verglichen mit Ly- α ist die Aufnahme des Profils von Ly- β weitaus einfacher. Auf die Vermessung der äußeren Linienflügel muß hier jedoch wegen der Nähe der Resonanzlinie AI 1048 $\text{\AA}$ und der hohen Untergrundintensität verzichtet werden. In der Abb. 13 sehen wir eine typische Aufnahme von Ly- β im Vergleich mit der Theorie von Smith et al. [7]. Die Übereinstimmung ist außerordentlich gut, wenngleich das gemessene Profil im mittleren Bereich geringfügig schmaler als das berechnete ist. Diese Abweichung ist mit maximal 4 % im Linienflügel kleiner als der Fehler von 5 %, der bei der Bestimmung der Elektronendichte hinzunehmen war.

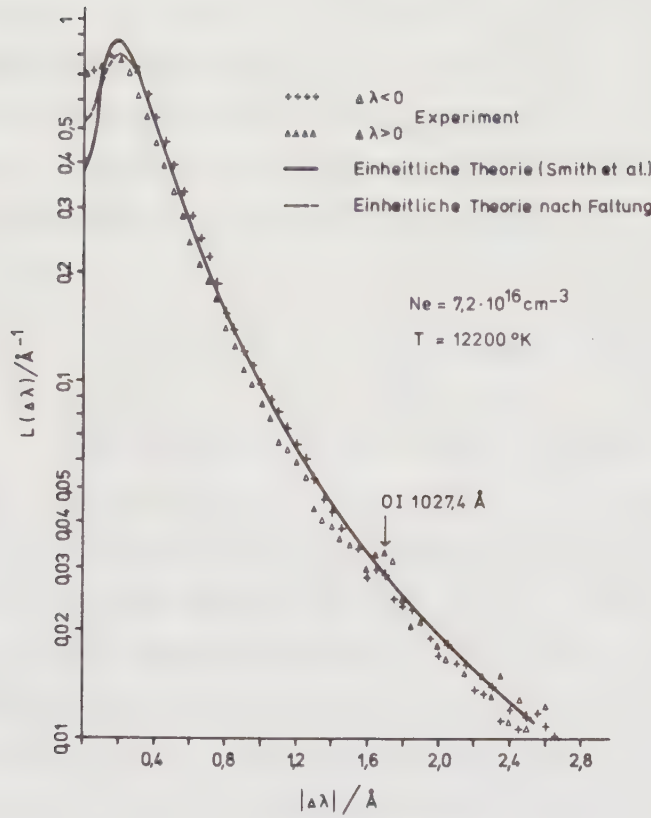


Abb. 13: Linienprofil Lyman-β

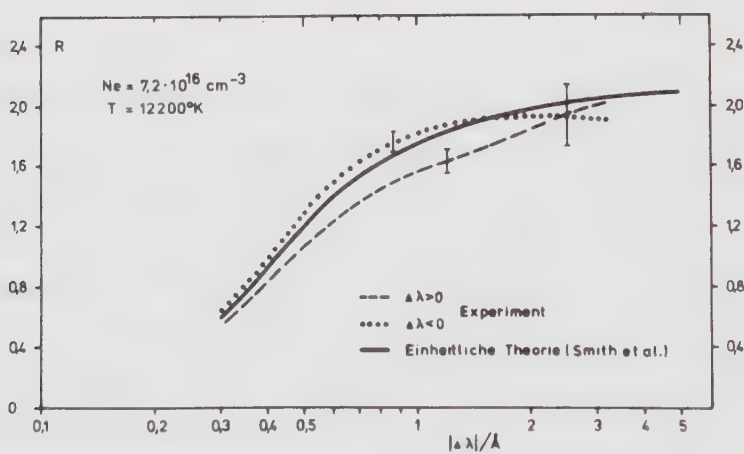


Abb. 14: Lyman-β Asymptotisches Linienprofil

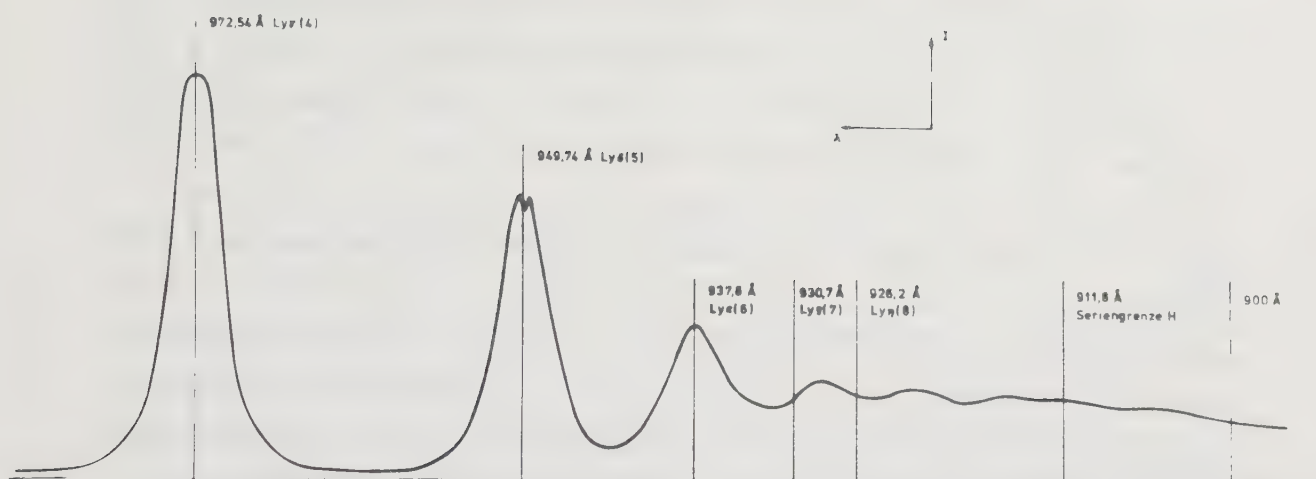


Abb. 15: Starkverbreiterung in der Nähe der Lyman-Seriengrenze.

Größere Abweichungen finden wir im Linienzentrum. Um hier richtig vergleichen zu können, wird das theoretische Profil einer Faltung mit Doppler- und Apparateprofil unterworfen, was zu der ebenfalls eingezeichneten, gestrichelten Kurve führt, die oberhalb von $|\Delta\lambda| = 0,4 \text{ \AA}$ mit der ungefalteten zusammenfällt. Die verbleibende Abweichung bei $\Delta\lambda = 0$ beträgt 30 % und beruht wahrscheinlich, wie schon eingangs erwähnt, auf dem Einfluß der Ionenbewegung. Das asymptotische Verhalten von Ly- β und die Asymmetrie dieser Linie gehen aus der Abb. 14 hervor. Qualitativ stimmt die Asymmetrie mit der von Wiese et al. [25] bei H $_{\beta}$ beobachteten überein. Im Gegensatz zu Elton und Griem [6], die sowohl bei Ly- α als auch bei Ly- β Verschiebungen von $|\Delta\lambda_V| = 0,2 \text{ \AA}$ feststellen, beobachten wir auch bei Ly- β (1025,72 Å) keine meßbare Verschiebung. Wird als Wellenlängenmarke die sehr schwache Verunreinigungslineie OI 1027,43 Å (Abb. 13) zugrunde gelegt, so finden wir den theoretischen Wellenlängenabstand von $\Delta\lambda = 1,71 \text{ \AA}$ zum Minimum der zentralen Einsattelung von Ly- β bis auf eine Unsicherheit von etwa $\pm 0,05 \text{ \AA}$ bestätigt.

Einen Überblick über die Verbreiterung der restlichen Glieder der Lyman-Serie verschafft uns Abb. 15. Eine quantitative Auswertung wird hierbei nicht vorgenommen, da das Untergrundsspektrum (Abb. 7) in diesem Bereich reichlich von Linien durchsetzt ist. Darüberhinaus kann $\text{Ly-}\gamma$ in dieser Abbildung nicht frei von optischer Dicke angenommen werden. Auffallend ist die zentrale Einsattelung bei $\text{Ly-}\delta$, die nach der quasistatischen Theorie bei allen Lymanlinien mit ungerader oberer Hauptquantenzahl zu erwarten ist. Die Verschmelzung der Linien setzt schon weit vor der Seriengrenze bei einer Hauptquantenzahl von 7 - 8 ein. Diese letzten sich noch andeutenden Linienmaxima sind wahrscheinlich durch Überlagerungen sehr stark verschoben.

VI 3. Fehleranalyse

An vielen Stellen des Textes sind schon die verschiedensten Fehlerquellen diskutiert worden. In diesem Kapitel wollen wir nun eine Genauigkeitsabschätzung der Ergebnisse vornehmen. Zuvor soll jedoch auf einen Effekt hingewiesen werden, der vom Experimentator unbedingt beachtet werden muß:

Bei früheren Experimenten konnte eine periodische Schwankung der Wasserstoff-Linienintensitäten mit einer Periode von einigen Minuten und einer Amplitude von 5 % - 10 % beobachtet werden, wohingegen die Untergrundintensität bei 1100 Å sehr gut konstant blieb. Als Ursache hierfür stellten sich Druckschwankungen im Kühlwassersystem heraus, die Temperaturschwankungen von nur 1 °C am Außendurchmesser des Kaskadenbogens zur Folge hatten. Der Effekt erklärt sich aus einem offensichtlich sehr temperaturempfindlichen Anlagerungsverhalten des Wasserstoffs: Bei ansteigender Temperatur löst sich ein Teil des während der kühleren

Phase akkumulierten Wasserstoffs von der Gefäßwandung und ist schon nach einigen Sekunden bis zur Bogenachse diffundiert, was aus dem praktisch synchronen Verlauf von Temperatur und Intensität geschlossen werden kann.

Unsere quantitativen Betrachtungen beginnen wir mit einer Abschätzung der Neutralgasverbreiterung, die auf die Störung der angeregten Wasserstoffatome durch andere Wasserstoffatome sowie Argonatome zurückzuführen ist. Diese gegenseitige Beeinflussung der Atome läßt sich bei schwacher Störung als die Wechselwirkung zwischen zwei atomaren Dipolen auffassen; der entsprechende Hamiltonoperator lautet

$$H'_{12} = [\vec{d}_1 \cdot \vec{d}_2 - 3 \cdot (\vec{d}_1 \cdot \vec{n}_1) \cdot (\vec{d}_2 \cdot \vec{n}_2)] \cdot r^{-3} \quad (14)$$

$\vec{n}$ ist ein Einheitsvektor in Richtung der Verbindungslinie der beiden Atomkerne, und r ist der Abstand der Atomkerne. Bei der Wechselwirkung zweier gleichartiger Atome liefert die quantenmechanische Störungsrechnung auf Grund der Austauschentartung (Invarianz gegenüber Vertauschung von Elektronen) schon in erster Ordnung einen Beitrag, und die hieraus resultierende Eigendruck- oder Resonanzverbreiterung ist nach Gl. (14) proportional zu r^{-3} . In unserem Experiment ist aber diese Resonanzverbreiterung im Vergleich zur Starkverbreiterung, die ja eine Monopol-Dipolwechselwirkung darstellt, auf alle Fälle zu vernachlässigen, da die Wasserstoffatomdichte höchstens einige Prozent der Elektronendichte beträgt. Im Gegensatz dazu ist die Dichte der neutralen Argonatome etwa fünfmal größer als die Elektronendichte, so daß in diesem Fall eine sorgfältige Abschätzung vorzunehmen ist. Aus Paritätsgründen, wie sie ähnlich schon im Kap. III. eine Rolle spielten, liefert aber der Operator nach Gl. (14) bei Atomen unterschiedlicher Elemente erst in 2. Ordnung der Störungsrechnung einen Beitrag. Dieser

ergibt sich aus

$$\Delta E_2 = \sum_n' \frac{|\langle n_0 | H'_{12} | n \rangle|^2}{E_{n_0} - E_n}, \quad (15a)$$

was nach Mittelung über die Winkel (in ausführlicher Schreibweise) in

$$\Delta E_2 = 6 \cdot r^{-6} \cdot \sum_{n,k}' \frac{|\langle n_0 | d_{1z} | n \rangle|^2 \cdot |\langle k_0 | d_{2z} | k \rangle|^2}{(E_{1n_0} - E_{1n}) + (E_{2k_0} - E_k)} \quad (15b)$$

übergeht. Die Summation ist über den vollständigen Quantensatz einschließlich der kontinuierlichen Zustände, unter Ausschluß der Ausgangszustände n_0 und k_0 auszuführen. Die durch Gl. (15b) beschriebene Kopplung der Atome wird als van der Waals-Wechselwirkung bezeichnet. Für Atome im Grundzustand gilt wegen $E_0 < E_n$ immer $\Delta E_2 < 0$, so daß die Atome sich gegenseitig anziehen. Bei komplizierteren Atomen, zu denen die Argonatome ohne Zweifel zu rechnen sind, kann Gl. (15b) nur näherungsweise, numerisch berechnet werden, vorausgesetzt, es liegen zuverlässige Daten über die Dipolstärken und Energieeigenwerte vor. Sehr häufig wird stattdessen eine von Unsöld [1] abgeleitete Näherung benutzt. Hierbei wird davon ausgegangen, daß die Energieabstände des zweiten Atoms gegenüber denjenigen des ersten zu vernachlässigen sind. Unter dieser Annahme erhält man

$$\Delta E_2 = -e^2 \cdot r^{-6} \cdot \alpha_1 \cdot \langle n_0 | r_{e2}^2 | n_0 \rangle, \quad (16)$$

worin α_1 die Polarisierbarkeit des ersten Atoms und der Klammerausdruck der Mittelwert des Quadrates des Elektronenradius ist (Leuchtelektron). Beschränken wir uns nun auf die Störung des Ly- α Überganges durch Argonatome im Grundzustand, so ist $\alpha_1 = \alpha_A = 11,1 a_0^3$ und $\langle n_0 | r_{e2}^2 | n_0 \rangle = \langle 2 | r_{e2}^2 | 2 \rangle_H = 36 a_0^2$ einzusetzen (Werte nach [33] und [12]). Die unteren Energie-

niveaus des Wasserstoffatoms liegen aber nur wenig tiefer als diejenigen des Argons, so daß zwar nach Gl. (15b) das negative Vorzeichen (Anziehung der Atome) in Gl. (29) gesichert ist, der Fehler bei dieser Näherung aber leicht einige 100 % betragen kann. Schreiben wir mit Unsöld für die van der Waals-Verbreiterung

$$\Delta\omega = 2\pi C_W \cdot r^{-6} \quad , \quad (17)$$

so hat nach Gl. (16) die Konstante den Wert $C_W = -5,8 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$. Die volle Halbwertsbreite des Stoßprofils nach Gl. (II7) ergibt sich aus

$$\gamma = 17,0 \cdot C_W^{2/5} \cdot v^{3/5} \cdot N_A \quad (18)$$

mit $N_A = 4,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und

$$v = v_{A-H} = \left[\frac{8}{\pi} \cdot kT \cdot (1/M_H + 1/M_A) \right]^{1/2} = 1,6 \cdot 10^6 \text{ cm/s} \quad (19)$$

zu $\gamma = 1,3 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Die entsprechende Halbwertsbreite in der Wellenlängenskala ist mit $\Delta\lambda_{1/2} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$ ebenso wie die assoziierte Verschiebung $\Delta\lambda_V = \Delta\lambda_{1/2}/2,80$ völlig vernachlässigbar. Das gilt jedoch nicht zwangsläufig auch für den quasistatischen Flügel des van der Waals-Profiles, weil dieser in der asymptotischen Näherung

$$L_{WAS}(\Delta\omega) = \frac{1}{2} \cdot \Delta\omega_O^{1/2} \cdot \Delta\omega^{-3/2} ; \quad (20)$$

$$\Delta\omega_O = 2\pi \cdot C_W \cdot \left(\frac{4\pi}{3} \cdot N_A \right)^2$$

wesentlich langsamer als das entsprechende Starkprofil abfällt. Die Gültigkeit der quasistatischen Theorie liegt wiederum oberhalb der Weißkopfgrenze, die jetzt durch

$$\Delta\omega_W = 0,82 \cdot (2\pi \cdot C_W)^{-1/5} \cdot v^{6/5} \quad (21)$$

gegeben ist. Die entsprechende Wellenlängengrenze beträgt $\Delta\lambda_W = 2,2 \text{ \AA}$. Bilden wir nun das Verhältnis von L_{WAs} zu $2 \cdot L_{As}$ (Faktor 2, da $R \approx 2$) nach Gl. (20) und (III13), so ergibt sich

$$\frac{L_{WAs}(\Delta\lambda)}{2L_{As}(\Delta\lambda)} = 0,74 \cdot 10^{-2} \cdot |\Delta\lambda/\text{\AA}| \quad (22)$$

Im Abstand von $10 \text{ \AA}$ wäre danach eine Anhebung des roten Flügels von rund 7 % zu erwarten, was schon einen beachtlichen Fehler darstellt. Äußerst wichtig ist jedoch, die Konsistenz der Annahmen zu überprüfen: Der Operator in Gl. (14) stellt natürlich nur so lange eine brauchbare Näherung dar, wie der interatomare Abstand r groß im Vergleich zur Summe der Atomradien ist, die im vorliegenden Fall jeweils etwa $2 \text{ \AA}$ betragen. Setzen wir aber $r = 4 \text{ \AA}$ als untere Grenze in Gl. (17) ein, so ergibt sich $\Delta\lambda = 7 \text{ \AA}$. Schon bei diesem Abstand vom Linienzentrum und erst recht oberhalb kann daher nicht mehr mit einfacher van der Waals-Wechselwirkung gerechnet werden. Die Fragwürdigkeit der Gl. (22) beruht deshalb weniger auf der Ungenauigkeit der Konstanten C_W , die nach Gl. (20) nur über die Quadratwurzel ins Ergebnis eingeht, als auf der Annahme einer zu r^{-6} proportionalen Wechselwirkung. Das gegenseitige Durchdringen der Atome wird schließlich durch sehr starke Abstoßungskräfte verhindert, und es kommt so bei anziehenden van der Waals-Kräften zu den bekannten Potentialverläufen diatomarer Moleküle bzw. quasistabiler Moleküle.* Die Bildung von Wasserstoff-Argon-(Quasi-)Molekülen sollte eigentlich an Hand von breiten Satellitenlinien (Verschmelzung von Rotations- und Schwingungsniveaus bei gebundenen Molekülen) zu erkennen sein. Bei Ly- α konnte jedoch keine derartige Anomalie im Linienprofil festgestellt werden, was möglicherweise auf die relativ große thermische Energie von ungefähr 1 eV pro Atom zurückzuführen ist. Vor Erreichen des Gleichgewichtsabstandes r_g , d. h. für $r > r_g \approx 3 \text{ \AA}$, bei dem sich Abstoßungs- und

*Als quasistabil bezeichnen wir Zustände mit einer Lebensdauer im Bereich $10^{-10} \text{ s} \lesssim \tau \lesssim 10^{-15} \text{ s}$.

Anziehungskräfte die Waage halten, werden wir außerdem damit rechnen können, daß Gl. (14) die Wechselwirkung überbewertet, so daß bis zu $|\Delta\lambda| \lesssim 20 \text{ \AA}$ auch nach Gl. (22) die Neutralgasverbreiterung überschätzt wird. Eine genauere Analyse der Neutralgasverbreiterung, die auch die Rückwirkung der Wechselwirkung auf die Wahrscheinlichkeitsverteilung $W(r)$ berücksichtigen sollte, wäre deshalb sehr wünschenswert, übersteigt jedoch den Rahmen dieser Abhandlung bei weitem.

Wir greifen nun das angeklungene Problem der Profilverfälschung durch den Spektrografen wieder auf. Dabei legen wir ein Apparateprofil zugrunde, das sich aus einer Faltung von Schlitz- und Dispersionsprofil ergibt. Die Schlitzfunktion folgt aus der Abbildung des Eingangsspalt auf den Ausgangsspalt. Sie ist bei gleichen Schlitzweiten s_E und s_A ein symmetrisches Dreieck, im allgemeinen aber ein Trapez und genügt der Gleichung

$$S(x) = \frac{1}{d \cdot s} \cdot \begin{cases} 0 & \text{für } |x| \geq x_1 = \frac{d}{2} (s_A + s_E) \\ \frac{|x| - x_1}{x_1 - x_2} & \text{für } x_2 \leq |x| < x_1 \\ 1 & \text{für } 0 \leq |x| < x_2 = \frac{d}{2} \cdot |s_A - s_E| \end{cases} \quad (23a)$$

$$\text{mit } s = \max(s_A, s_E) \quad (23b)$$

und d als der linearen, reziproken Dispersion des Spektrografen (hier $s_E = 12 \text{ \mu m}$, $s_A = 15 \text{ \mu m}$, $d = 8,3 \text{ \AA/mm}$). Für die Dispersionsfunktion liefert die Theorie des Gitters

$$D(x) = \frac{\mu}{\pi} \cdot \frac{\sin^2(\mu x)}{(\mu x)^2} ; \quad \mu = \frac{\pi}{\lambda_0} \cdot N_{\text{eff}} \quad (24)$$

mit der effektiven Strichzahl $N_{\text{eff}} = 90\,000$. Nach der Faltung ergibt sich ein Profil, dessen Halbwertsbreite zwar entscheidend von den Schlitzweiten abhängt, in den Flügeln aber

zu einem geglätteten Dispersionsprofil mit einer zu x^{-2} abfallenden Asymptote wird. Es sei nun $L(x)$ das Linien- und $G(x)$ das Apparateprofil, dann geht mit

$$\int_{-\infty}^{\infty} G(x) dx = 1 \quad ; \quad \int_{-\infty}^{\infty} L(x) dx = F \quad (25)$$

das Faltungsintegral

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x') \cdot L(x-x') dx' = \int_{-\infty}^{\infty} G(x-x') \cdot L(x') dx' \quad (26)$$

für $x \rightarrow \infty$ in die Beziehung

$$I(x) = L(x) \cdot \left[1 + \frac{F}{L(x)} \cdot G(x) \right] \quad (27)$$

über, so daß man wegen des rascheren Abfalls von $L(x)$ schließlich nur das Apparateprofil mißt. Wie wir sehen, läßt sich der Einfluß des Apparateprofils auf zweierlei Weise vermindern: durch Herabsetzen der Halbwertsbreite über eine höhere Strichzahl oder durch Verkleinern des Verhältnisses von $F/L(x)$, was durch Verstärkung der optischen Dicke möglich ist. Genauere Berechnungen des Faltungsintegrals zeigen, daß bei $Ly-\alpha$ im Intervall $0,5 \text{ \AA} \leq |\Delta\lambda| \leq 10 \text{ \AA}$ eine um 30 % bis 70 % zu hohe Intensität gemessen wird, wenn nur 12 000 Striche des Gitters ausgenutzt werden (ohne Spiegel vor Eingangsspalt) und die Linie optisch dünn bleibt. Bei einer Strichzahl von 90 000 verringert sich dieser Fehler auf einen im angegebenen Intervall fast konstanten Wert von 6 %. Nimmt man schließlich noch optische Dicke im Linienkern hinzu, wie sie in etwa der beobachteten entspricht, so verringert sich der Fehler nochmals und beträgt nunmehr höchstens 3 %. Über $10 \text{ \AA}$ hinaus können diese Rechnungen mit Rücksicht auf die Rechenzeit nicht fortgesetzt werden, so daß man hier allein auf die experimentellen Untersuchungen angewiesen ist, die jedoch hinreichende Sicherheit geben.

Einen unbedeutenden Einfluß übt sicherlich auch das axiale elektrische Feld des Kaskadenbogens aus. Im Mittel über die gesamte Bogenachse beträgt diese Feldstärke 8 V/cm. Wegen der hohen elektrischen Leitfähigkeit des Plasmas auf der Bogenachse ist dort aber die Feldstärke noch wesentlich kleiner (die achsenfernen Fallräume vor der Kathode und Anode liegen nicht im Beobachtungsbereich). Die von diesem Feld hervorgerufene Starkaufspaltung liegt somit innerhalb des Feinstrukturbereiches (vgl. Kap. III.) der Wasserstofflinien und ist gegenüber der mittleren Mikrofeldstärke von 72000 V/cm zu vernachlässigen.

Abschließend geben wir eine Zusammenstellung der systematischen Fehler, die größer als 1 % angenommen werden müssen:

Elektronendichte (N_e).....	$\pm 5 \%$
Integralwert von Ly- β (F_β).....	$\pm 2 \%$
Verhältnis der Quellstärken ($q = S_\alpha/S_\beta$).....	$\pm 1 \%$
Fehler auf Grund falsch korrigierter opt. Dicke (a) ..	$\pm 2 \%$
Einfluß des Apparateprofils bei Ly- α (b).....	0...+5 %
Neutralgasverbreiterung bei Ly- α (c).....	0...ca. +5 %

Bei dem Neutralgaseinfluß ist zu beachten, daß bei Mittelung über den roten und blauen Flügel der Linie der Fehler nur halb so groß wie nach Gl. (22) ist.

Diese Fehler übertragen sich auf das asymptotische Linienprofil (oder fast genauso auf $L(\alpha)$ mit $\alpha = \Delta\lambda/F_0$) in folgender Weise

$$\frac{\Delta R_\beta}{R_\beta} = [a^2 + (\Delta F_\beta/F_\beta)^2 + (\Delta N_e/N_e)^2]^{1/2} = \pm 6 \% \quad (28a)$$

und

$$\frac{\Delta R_\alpha}{R_\alpha} = [a^2 + (b+c)^2 + (\Delta F_\beta/F_\beta)^2 + (\Delta N_e/N_e)^2 + (\Delta q/q)^2]^{1/2} =$$

$$= \begin{cases} \pm 6 \% & \text{für } |\Delta\lambda| \lesssim 5 \text{ \AA} \\ \pm 12 \% & \text{für } |\Delta\lambda| \gtrsim 10 \text{ \AA} \end{cases} \quad (28b)$$

Hierbei handelt es sich um wahrscheinliche Werte für die systematischen Fehler. Die Streuung der Meßgrößen ist in den Abbildungen durch Fehlerbalken markiert.

VII Zusammenfassende Diskussion

Es hat sich gezeigt, daß ein Argonkaskadenbogen mit sehr kleinem Wasserstoffzusatz für die quantitative Untersuchung starkverbreiteter Lyman-Linien geeignet ist. Besondere Aufmerksamkeit ist dabei jedoch solchen Fehlern zu widmen, die sich bei etwas größeren Wasserstoffzusätzen oder bei der Vermessung der äußeren Linienflügel auf Grund des Apparateprofils einstellen können. Man kann annehmen, daß derartige Fehler bei früheren Messungen [5, 10] zu systematischen Verfälschungen des Linienprofils geführt haben.

Die in dieser Abhandlung diskutierten Messungen umfassen die starkverbreiterten Profile der Linien Ly- α bis Ly- ϵ bei einer Elektronendichte von $7,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und einer Temperatur von $12\,200^\circ \text{K}$. Eine quantitative Auswertung wird bei Ly- α und Ly- β vorgenommen. Im Rahmen einer absoluten Fehlergrenze von etwa 10 % finden wir, abgesehen von einem kleinen Bereich im Kern der Linien, bei Ly- α die einheitlichen Theorien zur Starkverbreiterung auf der Basis von [7] und [8, 30] im Einklang mit der Messung und bei Ly- β eine hervorragende Übereinstimmung mit der ersteren Theorie. Weniger gut stimmt im Fall von Ly- α die Messung mit der Theorie nach [9] überein. Auf Grund der Meßfehler und des nicht genau einzugrenzenden Neutralgaseinflusses ist es jedoch nicht möglich, eine sichere Auswahl unter den angeführten theoretischen Näherungen zu treffen. Eine merkliche Verschiebung der Linien ist weder bei Ly- α noch bei Ly- β zu beobachten. Als obere Grenzwerte möglicher Verschiebungen sind danach $-0,015 \text{ \AA}$ bei Ly- α und $\pm 0,05 \text{ \AA}$ bei Ly- β zuzulassen. Bei beiden Linien werden jedoch Asymmetrien bis zu einer Größe von etwa 15 % festgestellt. Bei Ly- α wechselt die Asymmetrie im Bereich von $1 \text{ \AA}$ das Vorzeichen und scheint darüberhinaus bei $2,5 \text{ \AA}$ ein relatives Maximum mit Überwiegen des roten Linienflügels

anzunehmen. Dieser nichtmonotone Verlauf der Asymmetrie wird von keiner der bisher entwickelten Theorien [19, 20, 32] wiedergegeben. Hinsichtlich der Größe des Effektes finden wir eine grobe Übereinstimmung mit den Rechnungen nach [32].

Es ist darüberhinaus festzustellen, daß das gemessene Linienprofil von Ly- α im deutlichen Widerspruch zu der quasistatischen Näherung steht, gleichgültig ob in dieser der Elektronenbeitrag weggelassen oder durch Faltung berücksichtigt wird. Ebenso wenig ist die frühere Stoßtheorie [34] in der Lage, das Ly- α Meßprofil richtig wiederzugeben, da sie für den nahen Linienflügel eine viel zu starke Verbreiterung angibt (man vergl. mit der Kurve in [5]). Rückblickend auf die nähere Vergangenheit erscheinen auch einige Bemerkungen zur modifizierten quasistatischen Theorie (m.q.Th.) nach [17] angebracht. Hierbei wurde eine wesentliche Verbesserung der einfachen quasistatischen Theorie erreicht, indem nur die quasistatischen Elektronen, das sind solche, die Frequenzverschiebungen größer als die Weißkopffrequenz verursachen, in die Faltung mit den Ionen aufgenommen wurden. Diese partielle Beimischung der quasistatischen Elektronen liefert eine untere Grenze für die Verbreiterung der Linien. Da der quasistatische Gültigkeitsbereich nicht scharf abzugrenzen ist, bietet sich bei dieser Näherung unter Umständen die Möglichkeit durch Variation eines Parameters in gewissen Grenzen, die Theorie an das Experiment anzupassen. Eine derartige Anpassung konnte an die früheren Profilmessungen von Ly- α [5,10] mit einer akzeptablen Ausdehnung des quasistatischen Bereichs erhalten werden, so daß diese modifizierte quasistatische Näherung bei dieser fundamentalen Linie allen anderen Theorien überlegen erschien. Im Vergleich zu Meßprofilen bei Linien mit hoher oberer Hauptquantenzahl ($n > 5$) der Balmer- und Paschen-Serie [35,36] erwies sich diese Näherung bei einer Elektronendichte von ca. $1,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ als ebenso leistungsfähig wie die einheitliche Theorie [7]; letztere liefert etwas zu breite, erstere

etwas zu schmale Profile. In beiden Fällen betragen die Abweichungen einige Prozent, woraus zu folgern ist, daß in diesem Fall dem Stoßbeitrag der Elektronen eine untergeordnete Bedeutung zukommt. Überlegen zeigt sich dagegen die einheitliche Theorie bei hohen Elektronendichten ($>10^{16} \text{ cm}^{-3}$) und niedriger oberer Hauptquantenzahl. Hier liefert die m.q.Th. nur in den Linienflügeln eine brauchbare Übereinstimmung mit gemessenen Balmerlinienprofilen, während die einheitliche Theorie den größten Teil des Profiles sehr gut wiedergibt [25]. Eine eindeutige Entscheidung zu Gunsten der einheitlichen Theorie ist nunmehr aus den in dieser Untersuchung wiedergegebenen Messungen abzuleiten. Wahrscheinlich ließe sich auch zu diesen Ergebnissen durch eine erhebliche Ausdehnung des quasistatischen Bereichs der Elektronen, noch eine Anpassung der m.q.Th. an die vorgelegten Meßergebnisse erreichen. Diese Maßnahme entbehrte jedoch der sinnvollen physikalischen Begründung wie auch der Notwendigkeit, da die einheitliche Theorie eine zwar an Näherung gebundene, aber doch zwanglose Beschreibung anbietet.

VIII Liste der Symbole

Es sind nur diejenigen Symbole aufgeführt, die entweder an mehreren Stellen des Textes oder bisher noch nicht definiert wurden. Leider konnte die Eindeutigkeit nur innerhalb der einzelnen Kapitel, nicht aber insgesamt gewahrt werden, woraus sich jedoch keine Mißverständnisse ergeben dürften. Die Indizes A, H, e beziehen sich generell auf Argon, Wasserstoff und Elektronen.

a_0	Bohrscher Radius
$a(\nu), a(\Delta\lambda)$	Apparatefunktion
$B(\nu), B(\lambda)$	Kirchhoff-Planckfunktion
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
c_1, c_2	Schwarzkörper-Strahlungskonstanten
c_k	Starkkonstanten
c_s	Schallgeschwindigkeit
C_W	van der Waals-Konstante
$\vec{d}$	Dipolmoment bzw. Dipoloperator
D	Diffusionskonstante
e	Elementarladung
$\hat{e}_z$	Einheitsvektor in z-Richtung
E	Energie
f	Oszillatorstärke; in III Brennweite
F	elektrische Feldstärke
F_0	Holtzmarkfeldstärke $\approx$ mittlere Feldstärke
g_n	Entartungsfaktoren
h	Plancksches Wirkungsquantum
$\hbar$	$h/2\pi$
H	Hamiltonfunktion bzw. Hamiltonoperator
Im	Imaginärteil
I	Strahlungsintensität
$\hat{I}$	korrigierte Intensität
I_u	Untergrundintensität
I_M	Meßgröße von I
I_{Mu}	Meßgröße von I_u
I_{el}	elektrische Stromstärke

k	Boltzmannkonstante
l	Weglänge; in II Bahndrehimpuls-Quantenzahl
$L(\omega), L(\Delta\lambda)$	Linienprofilfunktion (in II3. Emission, sonst Absorption)
$L_{AS}(\Delta\lambda)$	Holtzmarkasymptote des Linienprofils
$L_{WAS}(\Delta\lambda)$	Asymptote des van der Waals-Profils
m	magnetische Quantenzahl
m_e	Elektronenmasse
M	Atommasse
n	Hauptquantenzahl
n_1, n_2	parabolische Quantenzahlen
$\hat{n}$	Realteil des Brechungsindex
N	Teilchenzahldichte
N_i	Ionendichte
N_e	Elektronendichte
N_H	Wasserstoffdichte
N_A	Argondichte
p	Gasdruck
$P(F)$	Mikrofeldverteilung
P_{nf}	niederfrequente Komponente der Mikrofeldverteilung
P_{hf}	hochfrequente Komponente der Mikrofeldverteilung
Q_A	Argonfluß
Q_H	Wasserstoffzufluß
r_o	mittlerer Teilchenabstand (Elektronen)
r_D	Debyeradius
r	Störteilchenabstand; Radius
$\vec{R}$	Radiusvektor des atomaren Elektrons
R	Radius des Plasmakanals
$\hat{R}$	Gaskonstante
$R(\Delta\lambda) = L(\Delta\lambda)/L_{AS}(\Delta\lambda)$	asymptotische Darstellung des Linienprofils
Re	Reynoldszahl
$\mathcal{R}e$	Realteil
$S(\Delta\lambda), S(\nu) = \epsilon(\nu)/\kappa(\nu)$	Quellfunktion
$S_M(\Delta\lambda)$	Meßgröße von S
t	Zeit
T	Temperatur
u	Strömungsgeschwindigkeit
U_B	Bogenspannung

v	Teilchengeschwindigkeit
W	Energie
$Y = r_0/(r_D\sqrt{2})$	Abschirmparameter
z	Koordinate in Richtung der Bogenachse; in II ausgezeichnete Richtung des Atoms
Z	Ladungszahl
$\alpha = \Delta\lambda/F_0$	Profilvariable; in IV Temperaturverhältnis-Parameter
$\beta = F/F_0$	reduzierte Feldstärke
$\gamma = u/D$	Transportkoeffizient; Stoßdämpfungskonstante
γ_A	Verhältnis der spezifischen Wärmen bei Argon
$\delta(x)$	Deltafunktion
δ_{ik}	Kroneckersymbol
ϵ	Emissionskoeffizient
ζ	Konzentrations-Abfallkonstante
η	Zähigkeit
κ	Absorptionskoeffizient
λ	Wellenlänge
λ_0	Wellenlänge des ungestörten Atoms, Bezugswellenlänge
$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$	Wellenlängenabstand
$\Delta\lambda_W$	Weißkopfgrenze
ν	Frequenz
ν_0	Bezugsfrequenz
$\Delta\nu$	Frequenzabstand
ρ	Dichte; in II Dichteoperator
σ	Wirkungsquerschnitt
τ	Lebensdauer; optische Weglänge
$\omega = 2\pi\nu$	Kreisfrequenz
$\omega_0 = 2\pi\nu_0$	
$\Delta\omega = \omega - \omega_0$	
$\Delta\omega_W$	Weißkopffrequenz
ω_p	Elektronenplasma-Kreisfrequenz
ω_{pi}	Ionenplasma-Kreisfrequenz

IX Anhang: Asymmetriedarstellungen

Im Kap. VI2. kommen zwei verschiedene Asymmetriedarstellungen zur Anwendung, deren typische Eigenschaften hier - ohne Anspruch auf Vollständigkeit - diskutiert werden sollen. Die Asymmetrie einer beliebigen Funktion $f(x)$ wird in der ersten Darstellung (Gl. VI12) durch

$$A(x) = 2 \cdot \frac{f(x) - f(-x)}{f(x) + f(-x)} = \frac{\Delta f(x)}{\bar{f}(x)} \quad (1)$$

ausgedrückt. Im zweiten Fall (Gl. VI13) wird sie durch die Funktion

$$\eta = \eta(\xi) \quad (2a)$$

$$\text{mit } \eta = \frac{1}{2} (x_1 + x_2); \xi = \frac{1}{2} (x_1 - x_2) \quad (2b)$$

repräsentiert, wobei die Größen

$$x_1 \geq 0; \quad x_2 \leq 0 \quad (2c)$$

aus der Gleichung

$$f(x_1) = f(x_2) \quad (2d)$$

zu bestimmen sind.

Zunächst läßt sich wegen

$$f(x) \equiv \frac{1}{2} [f(x) + f(-x)] + \frac{1}{2} [f(x) - f(-x)] = g(x) + u(x)$$

jede Funktion als Summe einer geraden (symmetrischen) $g(x) = g(-x)$ und einer ungeraden (antisymmetrischen) Funktion $u(x) = -u(-x)$ schreiben. Die $A(x)$ -Darstellung ergibt dafür

$$A(x) = 2 \cdot \frac{u(x)}{g(x)},$$

so daß die Lagen der relativen Extrema von $A(x)$ unabhängig von konstanten Faktoren in u und g sind. Diese Invarianz ist bei der zweiten Darstellung nicht gegeben. Darüberhinaus kann man in Gl. (2) auch Schwierigkeiten mit der Festlegung der Eindeutigkeit haben, worauf wir aber nicht weiter eingehen wollen. Stattdessen diskutieren wir zwei spezielle, aber aufschlußreiche Funktionen im Gebiet $|x| \geq 1$:

$$\begin{aligned} \text{a) } f(x) &= x^{-2} + \varepsilon \cdot x \cdot \exp(-x^2); \quad \varepsilon > 0 \\ A(x) &= 2\varepsilon \cdot x^3 \cdot \exp(-x^2). \end{aligned}$$

Hier nimmt $A(x)$ ein Maximum bei $x = \sqrt{1,5} = 1,23$ an. Die Funktion $\eta(\xi)$ ergibt sich aus der Lösung einer transzendenten Gleichung und besitzt ebenfalls ein Maximum, das für $\varepsilon = 1$ bei $\xi = 1,5$, für $\varepsilon = 0,1$ bei $\xi = 1,4$ liegt und mit $\varepsilon \rightarrow 0$ gegen $\xi = 1$ strebt. Immerhin haben die Funktionen $A(x)$ und $\eta(\xi)$ für einen großen Bereich des Parameters ε einen ähnlichen Verlauf mit ausgeprägtem Maximum und bringen die Abnahme der Asymmetrie durch $\lim_{x \rightarrow \infty} A(x) = 0$ bzw. $\lim_{\xi \rightarrow \infty} \eta(\xi) = 0$ zum Ausdruck.

Für die zweite Funktion

$$\begin{aligned} \text{b) } f(x) &= x^{-2} + (x^{-3} - x^{-5}) \\ A(x) &= 2 \cdot (x^{-1} - x^{-3}) \end{aligned}$$

hat $A(x)$ wiederum die Eigenschaft $\lim_{x \rightarrow \infty} A(x) = 0$ und besitzt ein ausgeprägtes Maximum an der Stelle $x = \sqrt{3}$. Im Gegensatz dazu strebt $\eta(\xi)$ monoton gegen die Grenze $\lim_{\xi \rightarrow \infty} \eta(\xi) = \frac{1}{2}$. Diese asymptotische Grenze $\eta = 1/2$ bzw. $x_2 = -x_1 + 1$ erhalten wir mit Hilfe der Funktion

$$F(x_1, x_2) = f(x_1)/f(x_2) - 1.$$

Für $x \rightarrow \infty$ strebt nämlich $F(x, -x+1) = 0$ (x^{-5}) mit Gliedern fünfter Ordnung in x^{-1} gegen Null, während $F(x, -x) = 0$ (x^{-1}) schon Glieder erster Ordnung enthält.

Aus diesen Betrachtungen folgern wir, daß in der η -Darstellung eine Asymmetrieabnahme nur dann zum Ausdruck kommt, wenn sie hinreichend rasch erfolgt. Damit haben wir eine plausible Erklärung dafür, daß das Asymmetriemaximum der Abb. 11 bei $|\Delta\lambda| = 2,5 \text{ \AA}$ in der Abb. 12 nicht auftritt. Abgesehen von speziellen Fragestellungen erscheint daher die $A(x)$ -Darstellung sowohl einfacher als auch sinnvoller.

X Literatur

1. A. Unsöld, "Physik der Sternatmosphären", Springer-Verl., Berlin (1955)
2. G. Traving, "Über die Druckverbreiterung von Spektrallinien", Braun-Verl., Karlsruhe (1960)
3. R. G. Breene, "Shape and Width of Spectral Lines", Pergamon Press, London (1961)
4. H. R. Griem, "Plasma Spectroscopy", McGraw-Hill, N.Y. (1964)
5. G. Boldt und W. S. Cooper, Z. Naturforsch. 19a, 968 (1964)
6. R. C. Elton und H. R. Griem, Phys. Rev., 135, 6A (1964)
7. E. W. Smith, J. Cooper und C. R. Vidal, J.Q.S.R.T., 11, 263 (1971)
8. D. Voslamber, Z. Naturforsch. 24a, 1458 (1969); Erratum 26a, 1558 (1971)
9. A. Brissaud und U. Frisch, J.Q.S.R.T., 11, 1767 (1971)
10. G. Fussmann, Phys. Let., 41A (1972)
11. K. Behringer und W. R. Ott, 11. Conference on Phenomena in Ionized Gases, 396, Prag (1973)
12. H. A. Bethe und E. F. Salpeter, "Quantum Mechanics of One and Two Electron Atoms", Springer-Verl., Berlin (1957)
13. H. Pfennig, J.Q.S.R.T., 12, 821 (1972)
14. M. Baranger, Kap. 13 in D.R. Bates (Ed.) "Atomic and Molecular Processes", Academic Press, N.Y. (1962)
15. M. Baranger und B. Mozer, Phys. Rev., 118, 626 (1960)
16. C. F. Hooper, Phys. Rev., 165, 215 (1968)
17. G. Fussmann und G. Himmel, J.Q.S.R.T., 13, 393 (1973)
18. H. Pfennig und E. Treffitz, Z. Naturforsch. 21a, 697 (1966)
19. G. V. Sholin, Optics and Spectr. 26, 275 (1969)
20. Nguyen-Hoe, H. W. Drawin und L. Herman, J.Q.S.R.T., 4, 846 (1964)
21. W. Rieder, "Plasma und Lichtbogen", Vieweg-Verl., Braunschweig (1967)
22. D. Voslamber, Phys. Let. 42 A, 469 (1973)

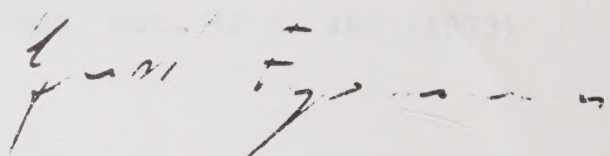
23. E. Albers, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum
(unveröffentlicht)
24. E. Albers und G. Fussmann, Z. Physik (to be published)
25. W. L. Wiese, D. E. Kelleher und D. R. Paquette,
Phys. Rev., 6A, 1132 (1972)
26. R. L. Kelly, "Vacuum Ultraviolet Emission Lines",
U.S. Department of Commerce, Washington 25
27. D. N. Gosh Roy und R. S. Tankin, J.Q.S.R.T., 12,
1685 (1972)
28. D. E. Kelleher und W. L. Wiese, Phys. Rev. Letters 31,
24, 1431 (1973)
29. C. R. Vidal, J. Cooper und E. W. Smith, NBS Monograph
116 (1970)
30. D. Voslamber, Z. Naturforsch. 27a, 12, 1783 (1972)
31. P. Kepple und H. R. Griem, Phys. Rev. 173, 317 (1968);
P. Kepple, University of Maryland Report No. 831
(unveröffentlicht)
32. M. E. Bacon, J.Q.S.R.T. 13, 1161 (1973)
33. J. W. Bond, K. M. Watson, J. A. Welch, "Atomic Theory
of Gas Dynamics", Addison-Wesley, Massachusetts
(1965)
34. H. Griem, A. C. Kolb und K. Y. Shen, NRL-Report 5805 (1962)
35. G. Fussmann, G. Himmel, Z. Phys. 259, 347 (1973)
36. G. Himmel, F. Pinnekamp, J.Q.S.R.T. 13, 555 (1973)
37. D. Voslamber, Phys. Let. 40 A, 266-8 (1972)
38. H. Capes und D. Voslamber, Phys. Rev. A, 5, No. 6 (1971)

Lebenslauf

Ich wurde am 10. 5. 1942 in Velbert als Sohn des Werkzeugmachers Wilhelm Fußmann und seiner Ehefrau Johanna, geb. Kotthaus, geboren. Nach dem Besuch der Volksschule trat ich 1956 eine Lehre als Feinmechaniker bei der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in Heiligenhaus an. Nach erfolgreichem Abschluß dieser Lehre arbeitete ich bei der gleichen Firma zunächst in einer Versuchswerkstatt, später als Labormechaniker in einem Entwicklungslabor für radioaktive Meßtechnik. Während dieser Zeit erwarb ich zunächst als Autodidakt das Zeugnis der mittleren Reife und bereitete mich dann in Abendkursen an der Höheren Privatschule Dr. Hoppmann, Wuppertal auf die Reifeprüfung vor, die ich schließlich 1964 an der Tielemannschule in Limburg/Lahn als Externer ablegte. Noch im gleichen Jahr immatrikulierte ich mich an der Technischen Hochschule Darmstadt für das Fach Physik, in dem ich nach fünf Semestern das Vordiplom ablegte. In dieser Zeit heiratete ich meine Ehefrau Ursula, geb. Todesco.

Nach Ablauf des siebten Semesters wechselte ich den Studienort und immatrikulierte mich an der Ruhr-Universität Bochum. Hier erstellte ich am Institut für Experimentalphysik II unter Anleitung von Herrn Professor Dr. H. Schlüter meine Diplomarbeit und erlangte 1970 den Grad des Diplom-Physikers. Im Juli desselben Jahres nahm ich am gleichen Institut die Arbeit an der vorliegenden Dissertation auf.

Bochum, im April 1974

A handwritten signature in dark ink, appearing to be 'F. Fußmann', written in a cursive style.

